



# Mesures, modélisation et synthèse des transitions entre notes et des sources de bruit dans les instruments à anche simple —version intermédiaire —

Jonathan Terroir

## ► To cite this version:

Jonathan Terroir. Mesures, modélisation et synthèse des transitions entre notes et des sources de bruit dans les instruments à anche simple —version intermédiaire —. Acoustique [physics.class-ph]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2006. Français. NNT: . tel-00491488

**HAL Id: tel-00491488**

**<https://theses.hal.science/tel-00491488>**

Submitted on 11 Jun 2010

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE DE LA MEDITERRANEE AIX-MARSEILLE II

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE AIX-MARSEILLE II

Spécialité : **ACOUSTIQUE, TRAITEMENT DU SIGNAL ET INFORMATIQUE APPLIQUEES  
A LA MUSIQUE**

présentée et soutenue publiquement

par

**Jonathan TERROIR**

le 18 Décembre 2006

Titre :

**MESURES, MODELISATION ET SYNTHESE DES TRANSITIONS ENTRE  
NOTES ET DES SOURCES DE BRUIT DANS LES INSTRUMENTS A  
ANCHE SIMPLE.**

**— VERSION INTERMEDIAIRE —**

Directeurs de thèse :

Philippe GUILMAIN - Jean KERGOMARD

JURY

René CAUSSE : Institut de Recherche et Coordination Acoustique/Musique - Président de jury

Jean-Pierre DALMONT : Laboratoire d'Acoustique Musicale - Rapporteur

Benoit FABRE : Laboratoire d'Acoustique Musicale - Rapporteur

Philippe GUILMAIN : Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique - Co-directeur de thèse

Jean KERGOMARD : Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique - Co-directeur de thèse







## **AVERTISSEMENT**

**Cette version du manuscrit n'est pas la version définitive.  
Celle dernière sera mise en ligne dès que possible.  
Ainsi que la mise à disposition des exemples sonores.  
Toutes mes excuses pour ces désagréments.  
Jonathan**









# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>13</b>
<b>I Mesures et modélisation des transitions entre deux notes dans le jeu de clarinette</b>	<b>17</b>
<b>Introduction</b>	<b>19</b>
<b>1 Résultats expérimentaux</b>	<b>21</b>
1.1 Mesures effectuées avec un musicien . . . . .	21
1.1.1 Protocole expérimental . . . . .	21
1.1.2 Paramètres objectifs . . . . .	22
1.1.3 Paramètres psycho-physiques . . . . .	26
1.1.4 Conclusions . . . . .	30
1.2 Mesures sur bouche artificielle . . . . .	32
1.2.1 Introduction . . . . .	32
1.2.2 Protocole expérimental . . . . .	32
1.2.3 Analyse des signaux de pression externe . . . . .	33
1.2.4 Analyse des signaux de pression interne . . . . .	43
1.2.5 Conclusions . . . . .	46
1.3 Mesures d'impédance . . . . .	46
<b>2 Modélisation physique</b>	<b>51</b>
2.1 Modèle de résonateur muni d'un trou latéral en considérant des pertes linéaires . . . . .	51
2.1.1 Modèle de tube / Impédance . . . . .	51
2.1.2 Modèle d'instrument / Simulation de fermeture par réduction du rayon du trou . . . . .	56
2.1.3 Simulation de transition par interpolation . . . . .	60
2.2 Optimisation de l'interpolation . . . . .	65
2.2.1 Glissando . . . . .	65
2.2.2 Sonie du signal de pression externe / Amplitude des harmoniques du signal de pression interne associé . . . . .	66
2.2.3 Descripteurs liés au timbre . . . . .	70
2.2.4 Signaux de pression interne . . . . .	70
2.2.5 Conclusions . . . . .	71
2.3 Comparaison entre signaux expérimentaux et signaux de synthèse . . . . .	72

2.3.1	Glissando fréquentiel	72
2.3.2	Sonie	73
2.3.3	Descripteurs liés au timbre	73
2.3.4	Pression interne	74
2.4	Conclusions	74
<b>3</b>	<b>Prise en compte des pertes non linéaires au niveau du trou latéral</b>	<b>77</b>
3.1	Modèle physique prenant en compte les pertes non linéaires dans le trou latéral	77
3.1.1	Modèle numérique	77
3.1.2	Modèle numérique adimensionné	80
3.1.3	Modèle simplifié / interpolation	82
3.2	Comparaison des différents modèles de synthèse	83
3.2.1	Glissando fréquentiel	84
3.2.2	Amplitude des harmoniques	84
3.2.3	Sonie	85
3.2.4	Descripteurs liés au timbre - Pression interne	88
3.3	Conclusions	88
<b>II</b>	<b>Origines des différentes sources de bruit en dessous du seuil d'auto-oscillation pour le saxophone</b>	<b>91</b>
	<b>Introduction</b>	<b>93</b>
<b>4</b>	<b>Résultats expérimentaux - Mesures avec musiciens</b>	<b>97</b>
4.1	Protocole expérimental	97
4.2	Mesures préliminaires	98
4.2.1	Fréquences de résonance du bec seul	98
4.2.2	Fréquences de résonance des anches	100
4.2.3	Le système anche-bec au-delà du seuil d'auto-oscillation	101
4.3	Signaux de pression externe en sortie du système anche-bec	102
4.4	Signaux de pression externe en sortie d'instrument	106
4.4.1	Paramètres objectifs	108
4.4.2	Paramètres psycho-physiques - Brillance	111
4.5	Conclusions	113
4.6	Remarques concernant les résultats expérimentaux obtenus pour la clarinette et sur bouche artificielle	113
<b>5</b>	<b>Intégration d'un signal bruité au sein du modèle physique d'instrument</b>	<b>115</b>
5.1	A quel niveau du modèle incorporer le bruit ?	115
5.1.1	Injection au niveau de l'équation définissant la pression d'entrée	117
5.1.2	Injection au niveau de l'équation définissant le débit d'entrée	118
5.1.3	Addition du bruit au niveau de l'équation définissant le déplacement de l'anche	118
5.1.4	Résumé	119
5.2	Prise en compte d'un modèle de conduit vocal en amont de l'instrument	120

5.3	Influence des paramètres de contrôles	123
5.3.1	Spectre des signaux de pression externe	123
5.3.2	Descripteurs liés au timbre - Brillance	123
5.4	Conclusions	127
<b>Conclusions - Perspectives</b>		<b>128</b>
<b>III Annexes</b>		<b>133</b>
<b>6</b>	<b>Différents outils d'analyse des signaux</b>	<b>135</b>
6.1	Densité spectrale de puissance	135
6.2	Spectrogramme	135
6.3	Sonie	136
6.4	Descripteurs de timbre	137
6.4.1	Centre de gravité spectral	138
6.4.2	Étalement spectral	138
6.4.3	Flux spectral	139
6.4.4	Méthode par tristimulus	139
6.4.5	Rapport pairs/impairs	140
<b>7</b>	<b>Modèle d'instrument</b>	<b>141</b>
7.1	Modèles de résonateur	141
7.1.1	Représentation en variables d'ondes	141
7.2	Modèle de fonctionnement	145
7.2.1	Fonctionnement général des instruments à anche simple	145
7.2.2	Modèle à temps continu adimensionné	145
7.3	Modèle à temps discret	149
7.3.1	Approximation des pertes	149
7.3.2	Expression de l'impédance	150
7.3.3	Approximation du déplacement de l'anche	150
7.3.4	Solution explicite du système non linéaire couplé	151
<b>8</b>	<b>Transitions - Figures comparatives des comportements obtenus pour les deux méthodes de synthèse avec pertes linéaires</b>	<b>153</b>
8.1	Signaux de pression externe - Descripteurs de timbre	153
8.1.1	Centre de gravité et flux spectraux	153
8.1.2	Méthode par tristimulus	153
8.1.3	Rapport pair/impair	154
8.2	Signaux de pression interne	156
8.2.1	Méthode par tristimulus	156
8.2.2	Rapport pair/impair	156
8.3	Conclusions	157

<b>9</b>	<b>Simulation de transition par interpolation - Application au saxophone ténor</b>	<b>159</b>
9.1	Le cas d'un instrument à perce conique	159
9.2	Glissando fréquentiel	160
9.3	Sonie	160
9.4	Descripteurs liés au timbre	160
9.5	Conclusions	162
<b>10</b>	<b>Modèle de résonateur cylindrique incluant des pertes non linéaires à son extrémité ouverte</b>	<b>165</b>
10.1	Modèle de tube	166
10.1.1	Modèle non linéaire de tuyau	166
10.2	Modèle d'instrument complet	172
10.2.1	Auto-oscillations	172
10.2.2	Augmentation de la pression d'alimentation	173
10.3	Conclusions	176
<b>11</b>	<b>Comparaison détaillée des différents modèles de synthèse : Timbre et pression interne</b>	<b>179</b>
11.1	Descripteurs liés au timbre	179
11.1.1	Centre de gravité spectral	179
11.1.2	Flux spectral	181
11.1.3	Méthode par tristimulus	181
11.1.4	Rapport harmoniques pair/impair	184
11.2	Pression interne	184
11.2.1	Amplitudes des harmoniques	185
11.2.2	Tristimulus	185
11.2.3	Rapport pair/impair	186
<b>12</b>	<b>Etude du bruit issu du souffle du musicien en-dessous du seuil d'auto-oscillation - Mesures sur bouche artificielle</b>	<b>189</b>
12.1	Introduction - Protocole	189
12.2	Pression externe	190
12.2.1	Influence des paramètres de contrôle	193
12.3	Pression interne	195
12.4	Conclusions	198
	<b>Bibliographie</b>	<b>201</b>
	<b>Références sonores sur le CD d'accompagnement</b>	<b>205</b>

# Introduction

Sans remonter jusqu’aux travaux et observations de Pythagore, l’acoustique musicale a toujours suscité nombre de questions scientifiques. A la fin du dix-neuvième siècle, Lord Rayleigh [62] posait les bases de l’acoustique moderne et plus particulièrement celles de l’acoustique des instruments de musique. Le vingtième siècle a été riche en recherches, théoriques ou expérimentales, concernant la compréhension du fonctionnement des instruments de musique. Les ouvrages de Benade [6], Fletcher et Rossing [29] ou encore Hirschberg, Kergomard et Weinreich [45] en témoignent. L’arrivée de l’informatique a permis de simuler ces instruments afin de pouvoir observer l’influence de chacun de leurs éléments et les comportements associés. Dès 1971, Hiller et Ruiz [43] [44] synthétisent des sons via la simulation numérique des variables d’onde mettant ainsi en relation la physique et des nouvelles techniques de synthèse de sons électroniques. C’est un premier pas vers la synthèse reposant sur des modèles physiques qui connaîtra un développement considérable dans les années 1980 avec, par exemple, la synthèse par guide d’onde numérique développée par Smith [72] ou Välimäki [86]. Parallèlement à l’étude des instruments eux-mêmes, de nombreux travaux se sont focalisés sur la modélisation d’aspects spécifiques intervenant dans la génération du son ou contribuant à celui-ci. Par exemple, Depalle et Rodet se sont intéressés à la modélisation des lèvres du trompettiste [23], Anfinson [2] ou Mooney [56] se sont penchés sur le rôle du conduit vocal dans le jeu du clarinettiste.

A quoi reconnaît-on un son de clarinette naturel d’un son de synthèse ? Le spectre de l’instrument a un contenu caractéristique, ce qui permet, par exemple, de distinguer facilement un saxophone d’une clarinette. A partir de l’analyse de sons naturels, la synthèse par modèle de signaux permet de synthétiser facilement un ensemble de sons isolés en tous points similaires aux originaux d’un point de vue perceptif. Mais si l’on désire simuler le fonctionnement de l’instrument, de manière dynamique, la modélisation physique peut s’avérer utile. La modélisation d’aspects du son tels que les transitoires d’attaque, les transitions entre les notes, le bruit issu du souffle du musicien ou encore tout ce que l’on appelle les micro-variations du son vont alors permettre au modèle d’être perceptivement “crédible”. Ainsi, si l’on veut développer un modèle fonctionnant en temps-réel et perceptivement pertinent, il est nécessaire de prendre en compte les spécificités de l’instrument tout en conservant une simplicité des algorithmes, ce qui nécessite parfois de devoir “sacrifier” certains aspects physiques au bénéfice d’une formulation simplifiée préservant certains attributs perceptifs. Ces spécificités peuvent d’ailleurs varier avec la catégorie d’instruments à laquelle on s’intéresse (vents, cordes, percussions). Si des instruments comme le piano ou la guitare permettent de jouer une note pendant qu’une autre résonne, ce n’est pas le cas d’instruments comme la clarinette ou le saxophone pour lesquels jouer une succession de notes implique de devoir lier celles-ci entre elles. En effet, pour les instruments à anche, un changement de note passe la plupart du temps par un changement de doigté qui agit alors sur la longueur acoustique du résonateur. Durant cette transition, on passe donc d’une longueur à une autre de manière continue en ouvrant ou en fermant des trous latéraux. Tout clarinettiste qui a essayé d’effectuer des transitions

très lentes entre deux notes a déjà été confronté à des problèmes de “canards” ou d’extinction du son. On peut donc soupçonner que durant les transitions, des phénomènes significatifs du point de vue du comportement de l’instrument apparaissent. Même si l’importance d’un tel phénomène peut paraître moindre de prime abord, il joue un rôle très important quant au naturel du son lorsque l’on désire synthétiser une phrase musicale. Lorsqu’il s’agit de phénomènes dynamiques, des attributs tels que les transitoires d’attaque, les liaisons entre deux notes, les plosives chez les trompettistes, la partie non voisée de la voix chantée ou le bruit de souffle (qui fait partie intégrante du timbre d’instruments comme la clarinette, le saxophone ou la flûte) sont d’autant plus importants. Ainsi synthétiser un son de voix chantée ou de clarinette nécessite de prendre en considération le bruit de souffle présent naturellement dans celle-ci. De même, lorsque l’on écoute le glissando de clarinette durant l’ouverture de “Rhapsody in blue” de Gerschwin (cf. exemple sonore n°1 sur le CD d’accompagnement), il est évident que des phénomènes extrêmement complexes apparaissent durant les transitions entre différents doigtés et que l’instrument ne “saute” pas d’une note à une autre de manière instantanée.

En 1981, Schumacher [67] publiait une étude consacrée à la clarinette et comparant des résultats expérimentaux et issus de simulations. La présente étude, consacrée aux instruments à anche simple tels que la clarinette et le saxophone, met également en parallèle les approches expérimentale et synthèse, permettant ainsi, à l’issue des mesures et de leur exploitation, d’essayer de reproduire, avec un modèle de synthèse, les phénomènes observés expérimentalement, un des buts de cette étude étant de réussir à intégrer les résultats issus des mesures au sein d’un modèle de synthèse. La mise en parallèle des résultats expérimentaux et des simulations est donc systématique. Il est important d’avoir à l’esprit que, même si les signaux de synthèse et issus de mesure n’ont pas les mêmes timbres, ce que nous cherchons à observer sont les variations relatives d’attributs objectifs et psychophysiques entre deux états stationnaires et non les mêmes valeurs pour les descripteurs de timbre. Ce travail ne se situe donc pas dans une démarche que l’on pourrait qualifier de “problème inverse” mais dans celle de l’analyse-synthèse qui, entre autre, stipule qu’un modèle donné est pertinent à partir du moment où il est capable de reproduire des caractéristiques observées sur des sons naturels. Le modèle physique que l’on utilise a bien évidemment ses qualités et ses imperfections et l’on souhaite comprendre ce qui se passe pour un instrument réel afin d’obtenir des variations des attributs du même ordre pour les signaux de synthèse. Comme nous l’avons dit plus haut, en ce qui concerne la synthèse des signaux musicaux, on peut considérer deux grandes familles :

- la synthèse reposant sur un modèle physique, qui permet de simuler le fonctionnement des instruments en ayant accès à leurs caractéristiques géométriques et physiques mais qui peut devenir extrêmement coûteuse du point de vue calculatoire en fonction de la complexité du modèle ;
- la synthèse par modèles de signaux qui permet de synthétiser facilement des signaux complexes mais qui est totalement indépendante de la cause qui a produit le son. En conséquence, c’est le contrôle dynamique de la synthèse qui peut poser problème.

Chacune des deux méthodes présente donc ses forces et ses faiblesses. Dans le cadre de notre travail, le point de départ est un modèle physique [38] fonctionnant en temps-réel au sein duquel nous allons intégrer certains “raffinements”. Il est nécessaire de ne pas trop complexifier celui-ci afin de préserver l’aspect temps-réel. L’idée est donc de ne garder que les éléments dont l’ajout va avoir des conséquences perceptives permettant de rapprocher le comportement du modèle en situation de jeu de celui de l’instrument réel. Ainsi, si la prise en compte d’un phénomène physique n’a aucun impact du point de vue du son perçu par l’auditeur, celui-ci va être considéré comme superflu. Afin d’évaluer l’influence d’un élément sur le son perçu, certains descripteurs de timbre vont être systématiquement

évalués. D'un autre côté, si la prise en compte d'un phénomène rend plus crédible le son généré mais que le coût calculatoire apparaît incompatible avec une optique temps-réel, il devient nécessaire de trouver une manière plus simple de prendre en compte ce nouveau phénomène tout en conservant les comportements significatifs du point de vue de notre oreille. Ainsi, les "imperfections", approximations du modèle, du point de vue de la physique, ne nous dérangent pas tant qu'elles n'ont pas d'impact perceptif.

Nous nous intéressons dans un premier temps au comportement de l'instrument et aux phénomènes apparaissant durant les transitions entre deux notes pour une clarinette. Nous avons effectué des séries de mesures avec des musiciens afin d'avoir à notre disposition des sons correspondant à des conditions de jeu réelles (chapitre 1.1). En effet, l'intention première est de pouvoir synthétiser des signaux dont les caractéristiques soient les plus proches possibles (d'un point de vue perceptif) de celles de signaux musicaux. Le bémol lors de ces mesures est alors que l'on ne peut contrôler comment varient les paramètres de contrôle dont le musicien dispose (pression d'alimentation, pince de l'anche) ou encore la géométrie de son conduit vocal, et dans quelle mesure ceux-ci évoluent de manière indépendante ou non. Des mesures complémentaires sur bouche artificielle ont également été effectuées (chapitre 1.2), ce qui permet d'imposer les valeurs prises par les paramètres de contrôle et d'accéder facilement aux valeurs prises par la pression interne dans le bec de l'instrument. La mise en parallèle des deux méthodes permet alors de pouvoir évaluer l'influence du musicien et des paramètres de contrôle sur les caractéristiques du son. Celle-ci est évaluée à l'aide d'outils d'analyse des signaux et d'outils psychoacoustique liés à la perception des sons. On précise qu'une étude psychoacoustique complète faisant intervenir des tests perceptifs dépasse le cadre de ce travail et que nous n'avons fait qu'utiliser des descripteurs de timbre connus pour leur pertinence afin de mettre en évidence certains comportements. Nous modélisons ensuite de manière simple la fermeture du trou latéral en considérant progressivement chacun des phénomènes présents durant la fermeture : pertes linéaires (chapitre 2) et non linéaires (chapitre 3).

Dans un second temps, c'est le bruit issu du souffle du musicien en dessous du seuil d'auto-oscillation du saxophone qui nous intéresse (cf. exemples sonores n°2 et 3 sur le CD d'accompagnement). L'objectif n'est évidemment pas de modéliser les phénomènes de turbulences et de chaos responsables de la naissance du bruit, ce qui est hors du propos de ce travail et incompatible avec une implémentation temps-réel, mais de déterminer la provenance des différentes colorations du bruit, leur évolution en fonction des paramètres de jeu et de tenter d'intégrer cette composante bruitée au sein d'un modèle de synthèse. Ainsi, de la même manière que pour les transitions, ce travail débute par la présentation de résultats expérimentaux issus de mesures avec musiciens (chapitre 4) afin d'évaluer dans quelle mesure le bruit est coloré par les différents éléments qui entrent en compte dans la production du son. Dans le chapitre 5, après avoir compris comment le modèle simple colore le bruit, nous essayons de prendre en compte les observations issues des mesures afin d'améliorer le modèle et d'obtenir un signal dont les caractéristiques soient proches de celles observées expérimentalement.

Ce travail a été effectué en partie dans le cadre du projet CONSONNES (CONtrôle de SONs instrumentaux Naturels Et Synthétiques)<sup>1</sup>.

---

1. site internet : <http://www.consonnes.cnrs-mrs.fr>





## **Première partie**

### **Mesures et modélisation des transitions entre deux notes dans le jeu de clarinette**



# Introduction

Le clarinettiste, en condition de jeu, dispose d'un certain nombre de paramètres de contrôle. Lorsqu'il interprète des mélodies, il module la pression d'alimentation et pince avec plus ou moins d'intensité l'anche, faisant varier l'ouverture moyenne du canal d'anche. Pour changer de note, le musicien modifie son doigté en choisissant quels trous latéraux ouvrir ou fermer. La première partie de ce mémoire<sup>2</sup> est dédiée à l'étude et la modélisation des phénomènes apparaissant durant la transition entre deux doigtés sur les instruments à vent tels que la clarinette ou le saxophone. Pour bien comprendre les effets physiques et perceptifs induits par la fermeture d'un trou latéral, on effectue plusieurs séries de mesures avec musicien (cf. partie 1.1) et sur bouche artificielle (cf. partie 1.2). Ceci permet alors d'observer les effets d'une transition sur des descripteurs tels que la hauteur, la sonie ou la brillance du son de l'instrument en condition de jeu ou de laboratoire. Une fois les résultats expérimentaux présentés, on s'attache à développer un modèle qui permette de synthétiser, en temps réel, des transitions réalistes. Durant celles-ci, il est important de noter que deux types de phénomènes apparaissent. Un premier, purement linéaire, est dû à la modification de la géométrie de l'instrument. On passe d'une longueur de résonateur à une autre. Un second, non linéaire, est la conséquence directe du fait que, durant la transition, les pertes issues de la création d'un jet en sortie du trou latéral deviennent alors non négligeables. Même si ces deux phénomènes apparaissent simultanément, pour comprendre leur influence relative, nous allons, dans un premier temps, les étudier séparément. La partie linéaire du problème est étudiée dans la partie 2, la partie non linéaire est prise en considération dans le chapitre 3. On proposera finalement un algorithme intégrant les deux phénomènes (cf. partie 3.1).

---

2. Cette partie est partiellement basée sur les publications suivantes : [77], [40], [39] et [41].



# Chapitre 1

## Résultats expérimentaux

### 1.1 Mesures effectuées avec un musicien

#### 1.1.1 Protocole expérimental

On s'intéresse dans un premier temps aux mesures effectuées avec des musiciens. Ceci permet d'obtenir une base de données de signaux générés dans des conditions de jeu "normales". Ces mesures ont été effectuées sur une clarinette en si bémol (*Yamaha YCL250*). Afin d'observer comment le son perçu évolue au cours de la transition entre deux notes (via la fermeture ou l'ouverture d'un trou latéral), la pression externe a été mesurée. Il a été demandé au musicien de fermer/ouvrir le premier trou fermé par une "clé à anneau" (clé sans tampon) (qui correspond à la transition entre les doigtés de G2 et A2) pour un niveau de jeu moyen, de sorte que lors d'une transition lente, il n'y ait pas d'extinction du son. Comme on peut le remarquer sur la figure 1.1, qui présente les doigtés utilisés lors de l'expérience, cette transition s'effectue en actionnant une clef n'agissant que sur un unique trou latéral (cf. figure 1.2 pour la cartographie des états des différents trous). Cette position a été choisie pour cette raison et également car, du fait de la clef percée, l'instrumentiste peut fermer le trou via deux techniques différentes : 1. en approchant progressivement son doigt du trou jusqu'à ce que celui-ci bouche totalement l'orifice, comme il l'aurait effectué dans des conditions de jeu normales ; 2. en faisant glisser son doigt afin de progressivement réduire la surface du trou. Cette dernière technique a été utilisée car, dans un objectif de synthèse, elle peut être facilement modélisée comme une réduction dynamique du rayon (ou de la surface) du trou. Afin d'observer l'influence de la vitesse de fermeture ou du type d'action (fermeture ou ouverture) sur les caractéristiques du son durant la transition, il a été demandé au musicien d'effectuer des transitions (ouvertures et fermetures) pour plusieurs vitesses (allant de très lente à très rapide) et pour chacune des techniques. Les vitesses de transitions sont évidemment laissées à l'appréciation du musicien. Les mesures ont été effectuées dans une salle semi-anéchoïque, permettant d'éviter les effets de résonance et de coloration de la pièce tout en se plaçant dans des conditions de jeu confortable. En effet, le jeu en chambre anéchoïque peut être assez perturbant, du fait de la présence unique du champ direct due à l'absence totale d'écho. On positionne un microphone omnidirectionnel *KU81Neumann*, à environ un mètre face au musicien, afin de mesurer ce qu'un auditeur serait susceptible d'entendre (et non l'instrumentiste) : dans le cadre de la synthèse sonore, on désire modéliser des signaux perceptivement réalistes du point de vue de l'auditeur, l'instrumentiste ayant une perception différente du son de l'instrument (rayonnement, conduction osseuse etc...)

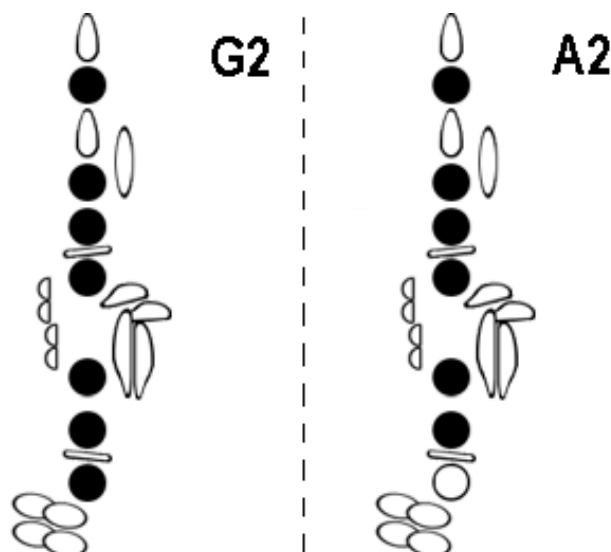


FIGURE 1.1 – Doigtés utilisés lors des expériences [71]. À gauche : doigté de G2 ; à droite : doigté de A2 (notation française). En noir, la clef est enfoncée ; en blanc elle est relâchée.

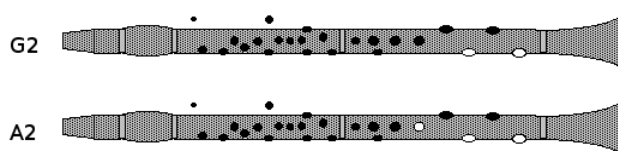


FIGURE 1.2 – Cartographie des trous fermés et ouverts pour les doigtés de G2 et de A2 (notation française) [71]. En noir, le trou est bouché, en blanc il est ouvert.

### 1.1.2 Paramètres objectifs

Dans cette partie, on s'intéresse aux variations de paramètres objectifs conséquentes à la transition entre deux doigtés. On étudie les variations de fréquences et d'amplitudes des harmoniques des signaux de pression externe lors de la fermeture d'un trou latéral, en fonction de la vitesse de fermeture, du type d'action ou de la technique utilisée.

#### Fréquences des harmoniques

La figure 1.3 représente le spectrogramme d'un signal mesuré pour une transition lente entre les doigtés de G2 et A2 (cf. exemple sonore n°4 sur le CD d'accompagnement). Cette figure met clairement en évidence l'effet de glissando fréquentiel qui apparaît lors de la transition. Ce résultat est en accord avec les descriptions faites par les musiciens et mentionnées dans [20] et [25]. Il est intéressant d'observer si le comportement est le même pour différentes vitesses de transition. Il a donc été demandé au musicien de répéter les mesures pour plusieurs vitesses allant de très lente à très rapide. La figure 1.4 présente la superposition de l'évolution fréquentielle du premier harmonique (fondamental) de plusieurs signaux de pression externe lors de transitions (la courbe correspondant à une ouverture a été inversée pour faciliter la comparaison). Les durées de transitions sont de 700ms et 800ms pour les

transitions très lentes, 300ms, 150ms, jusqu'à 90ms pour une transition très rapide. Ces valeurs correspondent à la durée entre deux fréquences fondamentales stationnaires. Ainsi, pour chaque son, nous n'avons considéré que le temps de fermeture et une translation / dilatation de l'axe temporel a permis de superposer toutes ces courbes afin de pouvoir comparer facilement les différentes évolutions. Pour chacun des signaux de pression externe, les comportements sont alors proches. Dans un contexte de synthèse, ceci suggère qu'il est peut-être possible de contrôler un modèle de transition seulement via sa durée.

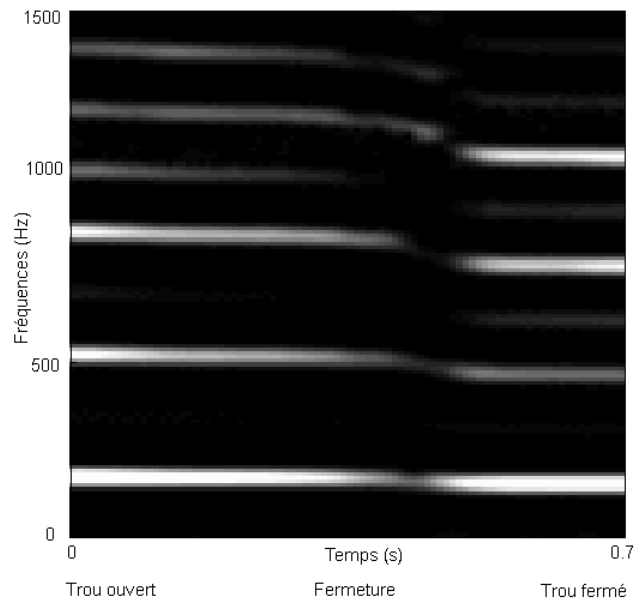


FIGURE 1.3 – Spectrogramme d'un signal de pression externe mesuré obtenu pour une transition lente entre les doigts de G2 et A2 (cf. exemple sonore n°4 sur le CD d'accompagnement).

Afin de vérifier que la fréquence de la première composante varie toujours de la même manière et que les observations précédentes ne sont pas dues à une particularité de jeu de l'instrumentiste, il a été demandé à un second musicien de jouer les mêmes transitions avec un instrument différent. Le protocole expérimental ayant été conservé, il a été demandé à ce dernier d'utiliser les deux techniques présentées auparavant. La figure 1.5 présente les variations obtenues pour les deux instrumentistes. Il apparaît que les évolutions sont similaires dans les deux cas. De plus, il est important de remarquer que les deux techniques de fermeture permettent d'obtenir des variations fréquentielles similaires. L'évolution fréquentielle du fondamental semble donc être un paramètre robuste (c'est-à-dire indépendant du type d'action ou de la technique) présentant toujours une enveloppe similaire (la durée de la transition étant directement liée à la vitesse de fermeture). Ce type d'observation est important du point de vue de la synthèse. En effet, ceci permet d'évaluer les paramètres dont les variations sont caractéristiques des transitions entre deux notes dans les familles d'instruments dont le jeu implique d'actionner une clef ou de jouer sur l'état d'un trou latéral.



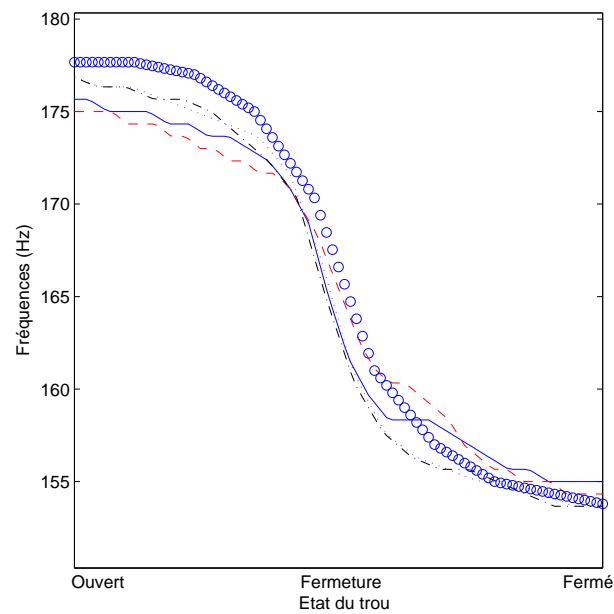


FIGURE 1.4 – Variations de la fréquence de la première composante de signaux de pressions externes mesurés obtenues pour différentes vitesses de fermeture et une ouverture rapide. Trait plein : fermeture lente ; pointillés : fermeture lente (dilatation d'un facteur 1.1) ; tirets : fermeture vitesse intermédiaire (dilatation d'un facteur 2.5) ; trait mixte : fermeture rapide (dilatation d'un facteur 5) ; cercles : ouverture rapide (courbe renversée) (dilatation d'un facteur 5).

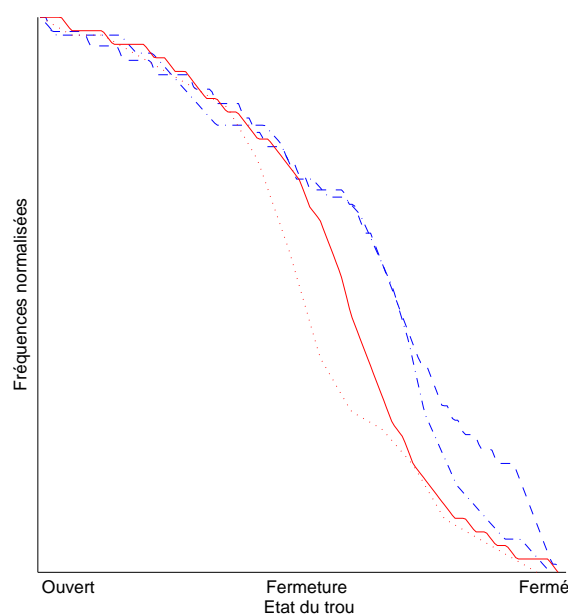


FIGURE 1.5 – Variations de la fréquence de la première composante de signaux de pressions externes mesurés obtenues pour différentes techniques de fermeture et différents musiciens. Trait plein : technique approchée (musicien 1) ; pointillés : technique glissée (musicien 1) ; tirets : technique approchée (musicien 2) ; trait mixte : technique glissée (musicien 2).

## Amplitude des harmoniques

En toute logique, il faudrait à présent considérer les variations d’amplitudes des harmoniques pendant la transition. Mais étant donné que le rayonnement de l’instrument dépend fortement de la fréquence de la note jouée, de la directivité et de la position du microphone (et donc de l’auditeur), les conditions d’enregistrement (et par conséquent les conditions d’écoute) jouent un rôle extrêmement important quant aux variations d’amplitude observées pour chacun des harmoniques. De plus, d’autres paramètres peuvent avoir une grande influence sur les variations du niveau des harmoniques. D’abord, on peut mentionner certains aspects physiques telles que les non-linéarités localisées (qui peuvent apparaître pour les fortes pressions d’alimentation et qui seront étudiées ultérieurement) ou une excitation directe de la colonne d’air au niveau des trous latéraux due au choc d’un doigt ou d’une clef lors d’une fermeture très rapide. Le second aspect est un facteur que l’on peut qualifier d’“humain”. Ainsi pour chacun des sons enregistrés, il existe une variabilité des paramètres de contrôle tels que la pression d’alimentation ou l’ouverture moyenne du canal d’anche. Le musicien ne souffle pas ou ne pince pas l’anche de la même manière pour chaque son produit. On se trouve face à un problème de reproductibilité et de maîtrise des paramètres de contrôles. En effet, après la session d’enregistrements, il a été demandé aux musiciens de commenter la difficulté de la tâche demandée. La première remarque était alors directement liée au fait que l’instrumentiste ajuste “inconsciemment” les paramètres de contrôle afin d’éviter les “canards” et de maintenir son instrument dans un mode de jeu normal (tout en sachant bien que l’instruction principale était justement de conserver les paramètres de contrôle les plus constants possibles au cours du jeu). La seconde remarque était liée à la manière dont le trou latéral était fermé. L’instruction était de fermer celui-ci continûment, avec une vitesse du doigt constante. Mais les musiciens ont admis qu’en dépit de l’instruction, la sensation de l’air sur le doigt (vent acoustique...) et le risque de “canard” de l’instrument rendaient très difficile de conserver une vitesse de fermeture constante. Pour toutes ces raisons, il apparaît difficile de considérer les variations d’amplitude de chacun des harmoniques. De plus, dans un contexte de synthèse sonore, la question que l’on se pose n’est finalement pas “est-ce qu’un modèle simplifié se comporte comme un instrument réel ?” mais plutôt “quel type de comportement est en accord avec la perception que nous avons des sons naturels ?”. Une écoute attentive des sons enregistrés met en évidence plusieurs sensations majeures et systématiques :

- l’effet de glissando traité précédemment ;
- la sensation que l’intensité du son est réduite durant la transition ;
- une réduction de la “brillance” du son durant la fermeture du trou.

Afin de quantifier les variations de l’intensité du son perçu, il est nécessaire de considérer la sonie, plutôt que le niveau de chacun des harmoniques. De même, l’évolution de la brillance doit être étudiée via des descripteurs de timbre adaptés.

### 1.1.3 Paramètres psycho-physiques

#### Sonie

D’après [91], la grandeur directement liée à l’intensité perçue du son est la sonie. Ce descripteur prend en compte les caractéristiques de notre oreille ainsi que la sensibilité de celle-ci par rapport au spectre fréquentiel. Le calcul est effectué en utilisant la méthode des bandes critiques développée par Zwicker [91] (cf. annexe 6.3). Bien que la sonie ne soit réellement bien définie que pour les signaux stationnaires (on citera par exemple les travaux de Canevet et coll. concernant les signaux à amplitude

variable [16]), dans le cadre de cette étude, nous avons considéré le signal non stationnaire (signal transitoire) comme étant une succession de signaux stationnaires d’une durée de 22ms. Bien que la pertinence perceptive de la sonie dans un tel contexte puisse être mise en question, elle constitue ici un outil de calcul nous permettant de comparer objectivement les signaux mesurés. La figure 1.6 permet de comparer l’évolution de la sonie de plusieurs signaux mesurés. Elle présente les résultats pour plusieurs vitesses de fermeture et une ouverture (dont la courbe a été renversée pour faciliter la comparaison). Il est important de préciser que la sonie présente un comportement similaire pour les deux musiciens ainsi que pour les deux techniques (glissée/approchée).

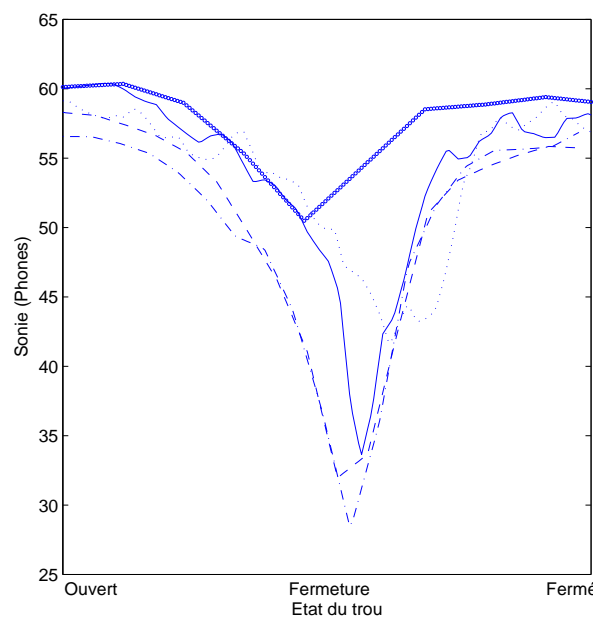


FIGURE 1.6 – Variations de la sonie de signaux de pressions externes mesurés obtenus pour différentes techniques de fermeture et une ouverture rapide. Trait plein et pointillés : fermeture lente ; tirets : fermeture vitesse intermédiaire ; trait mixte : fermeture rapide ; cercles : ouverture rapide (courbe renversée).

De la même manière que précédemment pour les variations fréquentielles, la figure 1.6 montre bien que l’évolution de la sonie a une enveloppe typique et systématique. On remarque cette forme de “vallée” qui correspond bien à la sensation de décroissance de l’intensité du son pendant la transition. Afin d’évaluer l’influence de la position du microphone (et par conséquent celle de l’auditeur), les signaux ont été enregistrés simultanément avec un microphone directif fixé au pavillon de la clarinette. De cette manière, la pression externe est directement mesurée en sortie d’instrument. Ces mesures ont montré que les variations de sonie sont similaires pour les deux positions de microphones, bien que les amplitudes des harmoniques aient, en toute logique, des évolutions différentes pour les deux prises de sons (à cause de la position des microphones et du rayonnement). La sonie apparaît donc comme un paramètre robuste, représentatif de la sensation de réduction d’intensité du son lors de la transition.

### Descripteurs de timbre

Comme il a été mentionné précédemment, lors de la fermeture du trou latéral, une écoute attentive permet de se rendre compte que la réduction du niveau sonore s’accompagne d’une diminution de la “brillance” du son. Des études ont permis de montrer que le centre de gravité spectral [5] est un des descripteur de timbre directement lié à la brillance du son [35] [55] [54]. Comme dans le cas de la sonie, le centre de gravité spectral est lié perceptivement à la brillance du son dans des conditions de jeu stationnaires, mais il reste un outil de calcul objectif qui permet d’étudier de façon globale le comportement des harmoniques. La méthode de calcul du centre de gravité spectral est décrite en annexe 6.4.1. Dans le cadre de cette étude, nous avons considéré un nombre de composantes  $N_c = 20$  ce qui implique que l’on considère les harmoniques (pairs et impairs) jusqu’à environ 4000Hz. En complément du centre de gravité, on calcule le flux spectral (cf. annexe 6.4.3), ce qui va permettre d’observer dans quelle mesure le timbre varie au cours du temps.

La partie supérieure de la figure 1.7 présente l’évolution du centre de gravité spectral pour une fermeture lente du trou latéral. Les paramètres de contrôle (pression d’alimentation et pince du bec) sont conservés aussi constants que possible. On observe une diminution de la fréquence du centre de gravité spectral lors de la fermeture, ce qui est en accord avec l’effet perceptif de réduction de la brillance du son. On rappelle que cette évolution est indépendante de la technique utilisée, du type d’action (ouverture / fermeture) ou de la vitesse. La partie inférieure de la figure 1.7 présente les fluctuations spectrales qui apparaissent au cours de la fermeture du trou. Logiquement, lors de la fermeture, le valeur du taux est moindre que pour les états stationnaires. Ceci signifie que le signal est sujet à des variations spectrales et donc de timbre. Ainsi, même si le flux spectral ne permet pas directement de mettre en évidence le fait que la brillance est réduite, il confirme le fait que le timbre varie durant la transition.

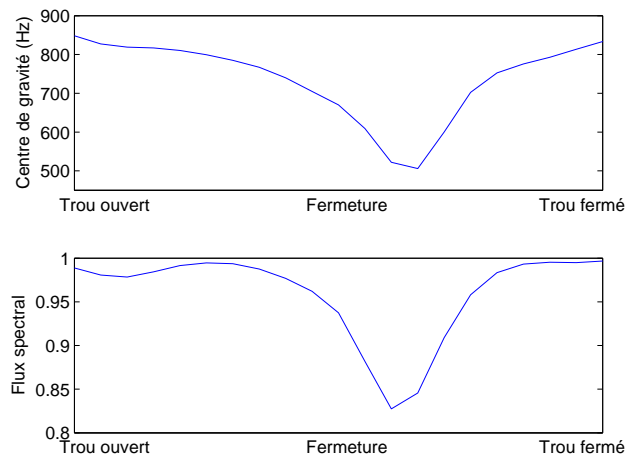


FIGURE 1.7 – Evolution du centre de gravité spectral (en haut) et du flux spectral (en bas) pour un signal de pression externe mesuré joué par un musicien. Il s’agit des résultats obtenus pour une fermeture lente d’un trou latéral.

## Tristimulus

Cette méthode, décrite en annexe 6.4.4, permet d'étudier l'évolution du poids de différents groupes de composantes. Dans un signal de clarinette, les harmoniques les plus caractéristiques étant les harmoniques impairs, on a choisi les bandes fréquentielles suivantes :

- on isole le fondamental ;
- on isole la bande fréquentielle contenant les trois harmoniques impairs suivants (2 à 7) ;
- le dernier groupe correspond aux harmoniques supérieurs (jusqu'à environ 4000Hz, sachant que la fréquence du fondamental est de l'ordre de 160Hz).

On s'intéresse ici aux signaux de pression externe. L'attribut lié à l'intensité perçue étant la sonie, on calcule la sonie de chacun des groupes. On normalise finalement par la sonie totale (cf. équations 6.11, 6.12 et 6.13).

La somme des trois tristimuli étant égale à un, ce descripteur est habituellement associé à une représentation triangulaire, chaque angle correspondant à la sonie maximale de chaque groupe d'harmoniques. Dans le cadre, de cette étude, une représentation de l'évolution des trois tristimuli en fonction du temps permet de se rendre compte plus clairement de ce qui se passe lors de la transition. La figure 1.8 montre comment évoluent les trois groupes. On constate que, lors de la fermeture, la valeur du tristimulus 3 est réduite comparée à celle de deux premiers. Perceptivement, le fondamental et les premiers harmoniques du signal sont donc plus présents que les harmoniques supérieurs durant la transition. On note également une chute du niveau du tristimulus 2 au milieu de la transition. Le fondamental seul devient alors perceptivement aussi important que la bande fréquentielle contenant les trois harmoniques impairs suivants. Ces constatations vont dans le même sens que les évolutions du centre de gravité et du flux spectral et donnent une explication supplémentaire quant à la réduction de la brillance du signal lors de la transition.

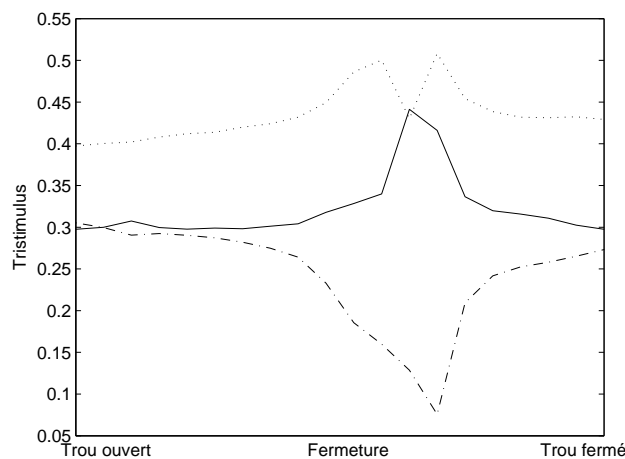


FIGURE 1.8 – Evolution du tristimulus 1 correspondant au fondamental (trait plein) ; du tristimulus 2 correspondant au groupe d'harmoniques 3 à 7 (pointillés) ; du tristimulus 3 correspondant au groupe d'harmoniques supérieurs (trait mixte). Le signal étudié est un signal de pression externe mesuré, joué par un musicien, pour une fermeture lente du trou latéral.

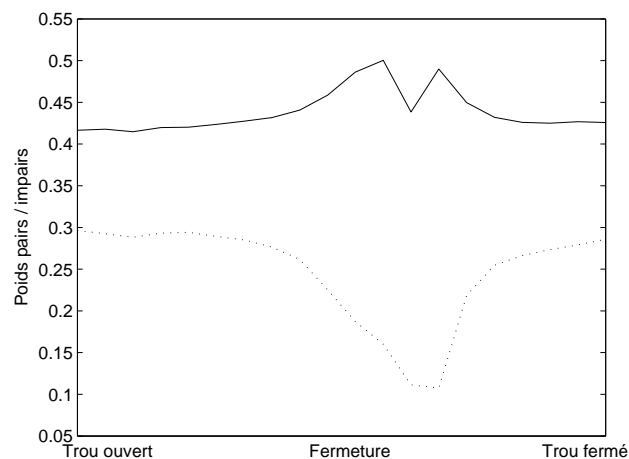


FIGURE 1.9 – Evolution de la sonie des signaux “pairs” (pointillés) et “impairs” (trait plein) lors de la transition. Le signal étudié est un signal de pression externe mesuré, joué par un musicien, pour une fermeture lente du trou latéral.

### Relation pairs/impairs

L'étude des variations des tristimuli a montré que la sonie du signal composé uniquement des harmoniques supérieurs est réduite lors de la transition. La relation entre harmoniques pairs et impairs pouvant être très importante quant au timbre d'un instrument comme la clarinette, il peut être également intéressant d'observer comment évolue la sonie des harmoniques en fonction de leur parité (cf. annexe 6.4.5). Pour ce faire, après avoir extrait les variations d'amplitude et de fréquence des 20 premiers harmoniques du signal mesuré, on resynthétise deux signaux distincts, le premier étant constitué des harmoniques impairs (en excluant le fondamental afin d'éviter une trop forte corrélation entre le tristimulus 1 et le signal “impair”), le second des harmoniques pairs. On calcule la sonie de chacun des groupes avant de normaliser par la sonie totale (cf. équations 6.14 et 6.15).

La figure 1.9 présente l'évolution des sonies des signaux “pair” et “impair”. On constate que lors de la transition, l'importance perceptive des harmoniques impairs augmente comparée à son niveau pour une note tenue. Corrélativement, la sonie du signal “pair” est réduite lors de la transition. La réduction de la brillance du son est donc également due à l'atténuation des harmoniques pairs comparée à celle des harmoniques impairs.

### 1.1.4 Conclusions

L'étude de ces signaux expérimentaux a permis de mettre en évidence des comportements systématiques apparaissant lors des transitions entre deux notes : effet de glissando fréquentiel, réduction du niveau sonore perçu et enfin réduction de la “brillance” du son. L'effet de glissando est facilement observable via une représentation temps-fréquence, sa forme semble indépendante de la technique utilisée, de la durée de la transition ou du type d'action. Le niveau sonore est étudié en calculant la sonie du signal qui présente systématiquement une réduction de son niveau. L'évolution de la brillance est quant à elle mise en évidence grâce à des descripteurs tels que le centre de gravité spectral, le flux

spectral ou encore le rapport harmoniques pairs/impairs. La méthode par tristimulus confirme le fait que certaines bandes fréquentielles sont plus atténuées que d'autres lors de la transition, ce qui va dans le sens de la réduction de la brillance ainsi que dans celui de la réduction de la sonie.



## 1.2 Mesures sur bouche artificielle

### 1.2.1 Introduction

L'analyse de signaux issus du jeu d'un musicien sur un instrument réel présente des avantages importants quant à la compréhension et l'analyse des sons musicaux en situation de jeu. Il est possible de collecter les impressions, les sensations de celui-ci et ainsi d'évaluer si oui ou non la tâche demandée a un sens d'un point de vue musical. En effet, sans l'approbation du musicien, une expérience peut s'avérer être totalement incohérente par rapport aux méthodes et techniques habituellement utilisées. D'un autre côté, le travail avec un musicien nécessite d'être conscient du fait que, dès lors, un facteur "humain" entre en jeu. Ainsi, il est impossible d'imposer une valeur prédéterminée à certains paramètres de contrôle, tels que la pression d'alimentation, la pince du bec ou encore le couplage avec le conduit vocal. De l'aveu même de l'instrumentiste, une régulation (inconsciente/réflexe, cf. partie 1) de ceux-ci est quasiment inévitable afin d'optimiser les capacités de l'instrument et d'éviter les canards ou autres modes de jeu "exotiques". De plus, le travail avec un musicien ne permet pas de mener les expériences dans des conditions de reproductibilité, les valeurs des paramètres de contrôle étant laissées à la subjectivité de l'instrumentiste.

Une méthode pour contourner ces problèmes de reproductibilité et de maîtrise des paramètres de contrôle est l'expérimentation avec une bouche artificielle. L'inconvénient majeur est alors que l'on s'éloigne de la situation de jeu réelle. De plus, du fait du souffle sec issu de l'appareil, il est nécessaire d'utiliser des anches synthétiques ou au moins plastifiées (à l'inverse de l'humidification de l'anche naturelle par le musicien) ; anches dont les propriétés diffèrent de celles des anches de roseaux dont usent la plupart des musiciens. Mais là où le facteur humain empêche une maîtrise précise des paramètres de contrôle, la bouche artificielle permet de fixer ceux-ci. De plus, on peut choisir quel(s) paramètre(s) on désire moduler, dans quelle mesure, de manière indépendante ou non. Enfin, ce type de dispositif permet de mesurer l'évolution de la pression interne dans le bec en plus de la pression externe.

Les deux méthodes présentent donc chacune leurs avantages. Il est même évident qu'elles sont complémentaires. Ainsi après avoir effectué des expériences avec des musiciens, l'étape suivante était logiquement une série de mesures avec une bouche artificielle. Du point de vue du physicien, la chronologie des expériences peut paraître étrange. Mais l'objectif de cette étude étant la synthèse de signaux en situation de jeu (et non en situation de laboratoire), il a semblé plus judicieux de débiter par une étude en partenariat avec des musiciens. En effet, notre première intention était de connaître les paramètres perceptifs variant au cours de la transition en situation réelle ainsi que la manière dont ils évoluaient. Dans la continuité logique de cette étude, nous avons donc effectué des mesures sur bouche artificielle pour comprendre ces phénomènes afin de développer un modèle de synthèse réaliste par la suite.

### 1.2.2 Protocole expérimental

Les expériences ont été effectuées sur la bouche artificielle développée au LAUM<sup>1</sup> [33]. Les lèvres de la bouche sont constituées d'un petit ballon renfermant de la mousse gorgée d'eau dans le but d'apporter un amortissement proche de celui des lèvres du musicien. Il est important de noter que le

---

1. Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine, CNRS-UMR 6613

dispositif ne présente pas de conduit vocal, la “cavité buccale” artificielle étant un simple cube. Celui-ci permet par ailleurs de mesurer :

- la pression dans la bouche via un capteur de pression statique *DRUCK - PTX 510 - S/N 984661* - 4-20mA - 250 mBar - 9-30V DC ;
- la pression externe grâce à une capsule *Electret Seinheiser KE4*, le microphone placé à environ 15cm du pavillon en direction de celui-ci ;
- la pression interne à l’intérieur du bec grâce à un capteur de pression piezorésistif *ENDEVCO - 8507C-2* - sensibilité : 134.5mV/psi - excitation : 10V DC - range : 2 psi - 13.7895 kPa - 19.5 mV/kPa.

Il est alors nécessaire de choisir un doigté approprié permettant de passer facilement d’une note à une autre en n’agissant que sur un trou latéral. Le doigté choisi est le même que celui utilisé pour les mesures avec un musicien (cf. figures 1.1 et 1.2). Ainsi la transition se fait en agissant sur l’état d’un seul et unique trou via une seule et unique clef. De plus, ce doigté nous permet d’utiliser à nouveau les deux techniques de fermeture (approchée/glissée) présentées précédemment.

On évalue dans un premier temps les seuils d’auto-oscillations et de placage de l’anche pour une pince d’anche ou une pression d’alimentation donnée. En effet, ces seuils sont liés aux valeurs prises par les paramètres d’entrée (pression d’alimentation et ouverture du canal d’anche au repos). Les plages de jeu peuvent alors fortement varier. De plus, comme on l’a noté précédemment, le musicien module, consciemment ou non, les paramètres de contrôle dont il dispose afin de conforter l’instrument dans son mode de jeu normal. Les mesures sur bouche artificielle se faisant pour des valeurs des paramètres de contrôle fixes, il a été nécessaire de rechercher des valeurs du couple pression / pince permettant d’effectuer des transitions à différentes vitesses sans que le son ne meure ou que l’instrument ne change de régime. Pour chaque couple pression/pince retenu, on effectue des séries de fermetures et ouvertures du trou en utilisant les deux techniques présentées précédemment (approchée ou glissée, cf. partie 1.1.1). Ces séries d’action sont exécutées pour trois vitesses différentes (rapide, moyenne et lente). Celles-ci restent évidemment totalement subjectives car les transitions sont effectuées manuellement. Il est vrai que ceci constitue un “résidu” du facteur humain alors que l’idée initiale était de le proscrire totalement. Mais nous n’avons pas à notre disposition de dispositif mécanique permettant de gérer les propriétés de cette fermeture : vitesse et “linéarité” (une fermeture “linéaire” correspondant à un déplacement du doigt à vitesse constante). Mais ceci n’est pas problématique, les mesures avec les musiciens ayant mis en évidence le fait que les caractéristiques du signal durant la transition sont indépendantes de la durée de fermeture (à un facteur d’échelle près).

### 1.2.3 Analyse des signaux de pression externe

Dans un contexte de synthèse de signaux musicaux, la grandeur physique qu’il est indispensable d’analyser en premier lieu est la pression externe. Elle correspond au signal sonore reçu par l’auditeur. On désire mesurer l’influence des paramètres de contrôle dont dispose l’instrumentiste (pression d’alimentation, pince du bec et vitesse de fermeture du trou latéral) sur les caractéristiques du son. Les différentes configurations des paramètres de contrôle présentées précédemment (cf. partie 1.2.2) vont alors permettre d’en évaluer les répercussions sur les variations fréquentielles, les amplitudes, la sonie ou encore de différents descripteurs liés au timbre.

### Evolution fréquentielle

La figure 1.10 représente le spectrogramme d'un signal de pression externe obtenu lors de la transition. La fermeture du trou latéral a été effectuée par glissement du doigt sur le trou. Précisons que, sauf indication contraire, c'est systématiquement le même signal qui sera utilisé dans toute cette partie (cf. exemple sonore n°10 sur le CD d'accompagnement). On observe un glissando fréquentiel de tous les harmoniques du signal. Il est important de préciser que cet effet est obtenu pour toutes les configurations (retenues) du couple pression d'alimentation/pince, ainsi que pour les deux techniques de transition, ce qui confirme les résultats obtenus lors des expériences avec des musiciens (cf. partie 1).

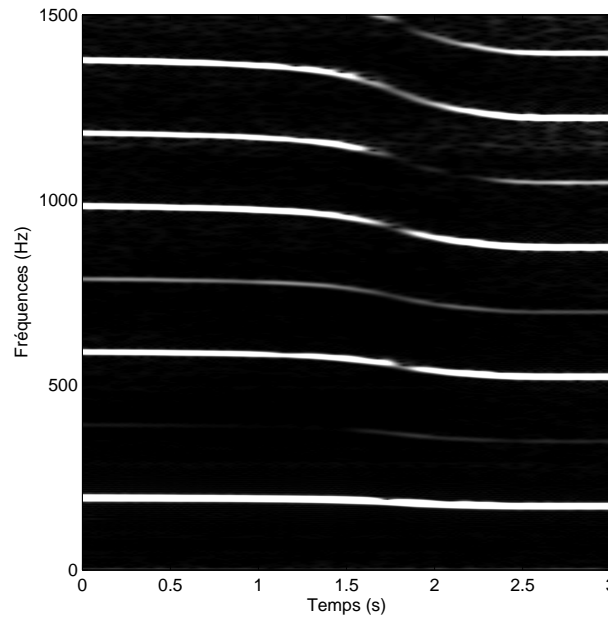


FIGURE 1.10 – Spectrogramme d'un signal de pression externe issu de mesures sur bouche artificielle et obtenu lors du passage du doigté A2 au doigté G2 (notation française) par fermeture du trou (cf. exemple sonore n°10 sur le CD d'accompagnement).

Afin de comparer l'évolution des différents harmoniques du signal, on normalise les évolutions fréquentielles des quatre premiers harmoniques impairs comme suit :

$$f_{norm} = \frac{f - \min(f)}{\max(f) - \min(f)} \quad (1.1)$$

La figure 1.11 permet de remarquer que les quatre premiers harmoniques impairs évoluent de manière similaire. Il est à présent nécessaire de vérifier si le glissando obtenu est toujours de la même forme. Nous avons donc effectué la normalisation précédente sur plusieurs signaux en considérant différentes valeurs de paramètres de contrôles (pression d'alimentation et pince de l'anche) ainsi que différentes techniques et vitesses de fermeture. Puis, nous avons calculé la variation fréquentielle moyenne pour chacun de ces signaux à partir de l'évolution fréquentielle des quatre premiers harmoniques impairs afin de comparer les différentes variations obtenues pour différentes configurations

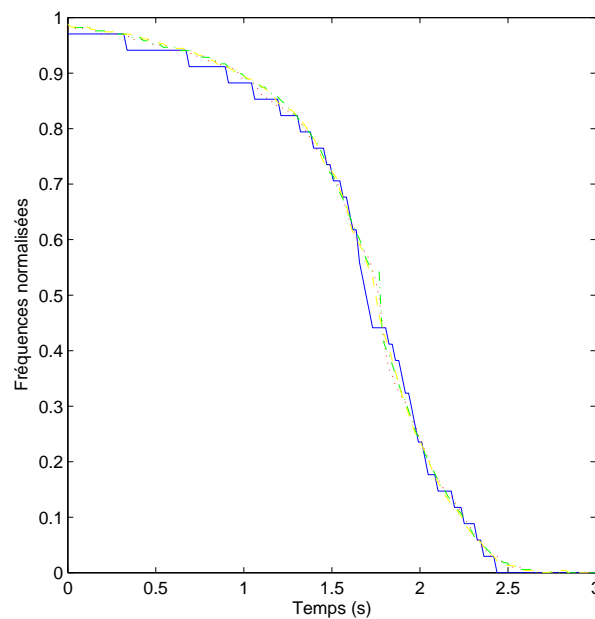


FIGURE 1.11 – Evolution des fréquences normalisées des 4 premiers harmoniques impairs d'un signal de pression externe issu de mesures sur bouche artificielle lors de la fermeture du trou latéral. Trait plein : harmonique 1 ; pointillés : harmonique 3 ; trait mixte : harmonique 5 ; tirets : harmonique 7

des paramètres de jeu. La figure 1.12 présente la superposition des moyennes. Il est important de se rappeler que la fermeture est effectuée manuellement. Par conséquent, celle-ci est sujette à des variations qui peuvent être à l'origine des différences observables sur la figure 1.12. Finalement, les valeurs prises par le couple de paramètres de contrôle pression d'alimentation/pince du bec, la vitesse de fermeture ou la technique utilisée n'ont pas d'influence notable sur la forme de la variation fréquentielle (à la dilatation temporelle près).

De la même manière, il est nécessaire de vérifier si fermeture et ouverture du trou latéral conduisent à un glissement fréquentiel de forme analogue. La figure 1.13 présente la superposition de deux évolutions moyennes obtenues par fermeture du trou et de deux obtenues par ouverture de celui-ci. Pour faciliter la comparaison, les courbes correspondant aux ouvertures ont été renversées. On constate que le type de transition n'a pas d'influence significative sur l'allure du glissando.

Les résultats expérimentaux obtenus avec la bouche artificielle confirment ceux observés avec le musicien. On constate que la forme du glissando est indépendante de la technique utilisée (approchée/glissée), du type d'action (ouverture/fermeture) ou encore de la vitesse de la transition. Ceci confirme les conclusions issues des études faites sur les signaux joués par des musiciens. Un autre point important est également mis en lumière par ces mesures : la forme du glissando est indépendante des valeurs prises par les paramètres de contrôle (pression d'alimentation / pince de l'anche).

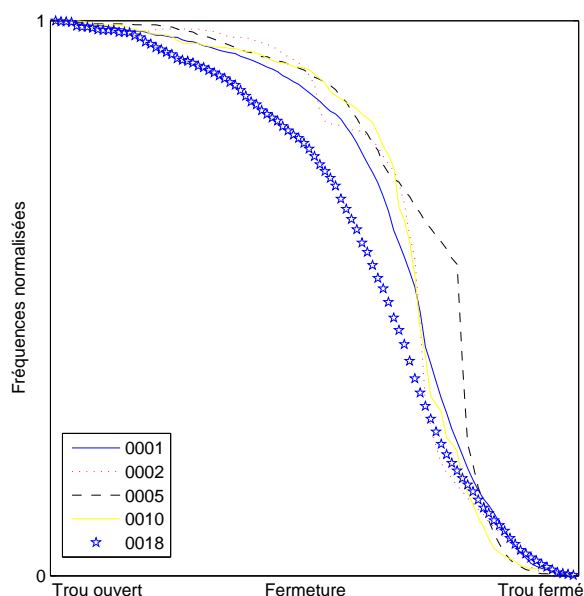


FIGURE 1.12 – Superposition des variations fréquentielles d’un signal de pression externe issu de mesures sur bouche artificielle obtenues, après normalisation, pour différentes configurations des paramètres de contrôles.

0001 = Pince : Faible ; Pression d’alimentation : Forte ; Vitesse de fermeture : Lente ; Technique : glissement (cf. exemple sonore n°10 sur le CD d’accompagnement).

0002 = Pince : faible ; Pression : forte ; Vitesse de fermeture : lente ; Technique : approche (cf. exemple sonore n°11 sur le CD d’accompagnement).

0005 = Pince : faible ; Pression : forte ; Vitesse de fermeture : moyenne ; Technique : glissement (cf. exemple sonore n°12 sur le CD d’accompagnement).

0010 = Pince : faible ; Pression : moyenne ; Vitesse de fermeture : lente ; Technique : approche (cf. exemple sonore n°13 sur le CD d’accompagnement).

0018 = Pince : moyenne ; Pression : moyenne ; Vitesse de fermeture : lente ; Technique : glissement (cf. exemple sonore n°14 sur le CD d’accompagnement).

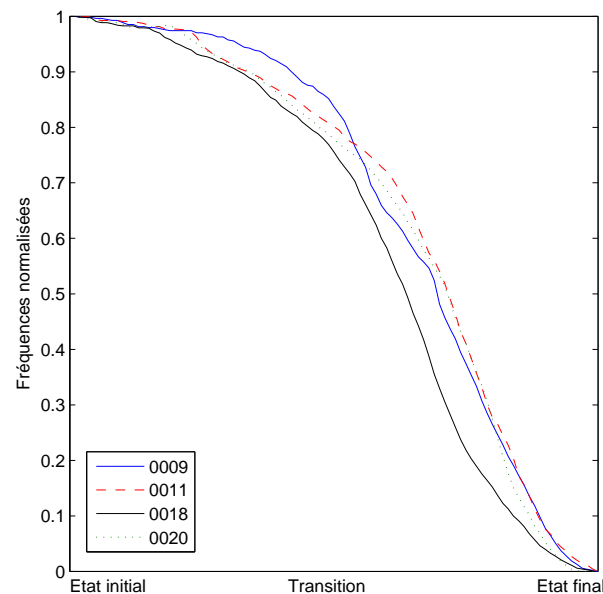


FIGURE 1.13 – Comparaison des variations fréquentielles d'un signal de pression externe issu de mesures sur bouche artificielle obtenues, après normalisation, pour différentes configurations des paramètres de contrôles (A2-G2) et différentes actions (ouverture - fermeture).

0009 = Fermeture. Pince : faible ; Pression : moyenne ; Vitesse de fermeture : lente ; Technique : glissement (cf. exemple sonore n°15 sur le CD d'accompagnement).

0011 = Ouverture (courbe renversée). Pince : faible ; Pression : moyenne ; Vitesse d'ouverture : lente ; Technique : glissement (cf. exemple sonore n°16 sur le CD d'accompagnement).

0018 = Fermeture. Pince : moyenne ; Pression : moyenne ; Vitesse de fermeture : lente ; Technique : glissement (cf. exemple sonore n°14 sur le CD d'accompagnement).

0020 = Ouverture (courbe renversée). Pince : moyenne ; Pression : moyenne ; Vitesse d'ouverture : lente ; Technique : glissement (cf. exemple sonore n°17 sur le CD d'accompagnement).

## Sonie

On s'intéresse à présent à la sonie des signaux. En effet, il a été montré précédemment (cf. paragraphe 1.1.3) que c'était la seconde caractéristique perceptive importante induite par une transition. La figure 1.14 présente l'évolution de la sonie d'un signal de pression externe. Cet exemple est représentatif des variations obtenues pour tous les signaux. Le taux de réduction de la sonie peut varier en fonction des valeurs des paramètres de contrôle ou de la vitesse de transition, mais il y a systématiquement cette forme typique de "vallée". Ceci confirme les résultats observés sur les signaux issus du jeu des musiciens (cf. partie 1).

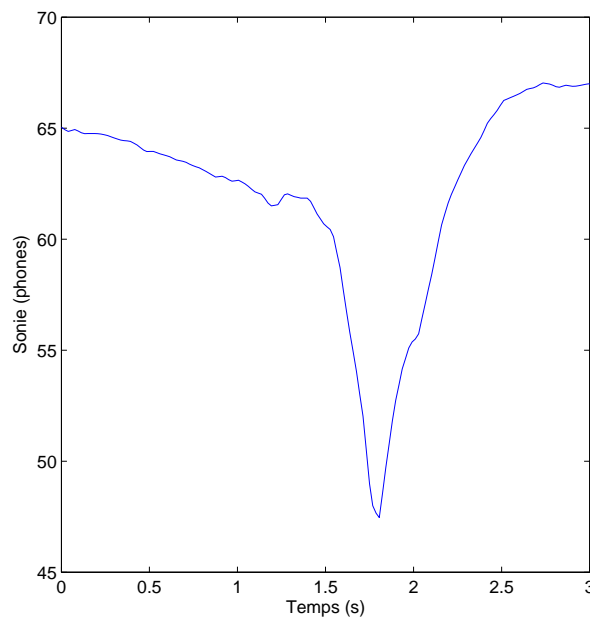


FIGURE 1.14 – Evolution de la sonie d'un signal de pression externe issu de mesures sur bouche artificielle (cf. exemple sonore n°10 sur le CD d'accompagnement).

## Descripteurs liés au timbre : centre de gravité spectral ; flux spectral ; tristimulus ; relation "pairs"/"impairs"

La figure 1.15 présente les évolutions du centre de gravité et du flux spectral d'un signal de pression externe pour une fermeture lente du trou latéral. On rappelle que les paramètres de contrôle sont fixes. Concernant le centre de gravité, on observe bien une diminution de sa fréquence durant la transition. Ceci est en accord avec : 1. l'effet perceptif de réduction de la brillance du son ; 2. les comportements observés lors des mesures avec des musiciens. L'évolution est indépendante de la technique utilisée ou du type d'action (ouverture / fermeture). De la même manière, on constate des fluctuations spectrales lors de la transition. Il est important de noter que les valeurs du centre de gravité dépendent fortement des valeurs des paramètres de contrôles. Par exemple, à pince constante, plus on souffle fort, plus le centre de gravité a une valeur élevée, ce qui confirme ce qui a été montré, par exemple, dans [4]. Ce qui nous intéresse ici est l'évolution au cours du temps des valeurs du centre de gravité ou du flux

spectral. Similairement aux résultats observés avec un musicien, la méthode par tritestimulus (figure 1.16) confirme que, lors de la transition, le fondamental devient perceptivement plus important. La différence entre les mesures avec musicien et les mesures sur bouche artificielle se situe au niveau du second tritestimulus, sa valeur n'évoluant qu'assez peu. Ce phénomène n'est pas un cas isolé et se vérifie sur les autres mesures sur bouche artificielle. Concernant le rapport entre harmoniques pairs et impairs, les mesures sur bouche artificielle présentent des résultats différents de ceux observés avec les musiciens. On peut supposer que les différences observées peuvent être attribuées au fait que le musicien modifie (inconsciemment) les paramètres de contrôle ou encore la géométrie du conduit vocal durant la transition. La fréquence de résonance de l'anche est également une hypothèse possible quant à ces différences (les fréquences de résonances des anches synthétiques et naturelles sont présentées partie 4.2.2). Considérant les résultats donnés par la méthode par tritestimulus, on pouvait anticiper ce résultat. En effet, les deux descripteurs s'attachant à décrire l'évolution de la sonie de certains groupes d'harmoniques, les informations qu'ils fournissent sont complémentaires tout en étant liées. On observe sur la figure 1.17 que les sonies des signaux "pairs" et "impairs" connaissent des évolutions similaires, c'est-à-dire une réduction de leur niveau lors de la transition, à ceci près que la sonie normalisée du signal "pair" commence à diminuer plus tard que celle du signal "impair". Les variations du rayon du trou latéral semblent donc influencer en priorité sur les harmoniques impairs pour ensuite s'étendre aux harmoniques pairs. Cette constatation reste valable pour les autres mesures sur bouche artificielle.

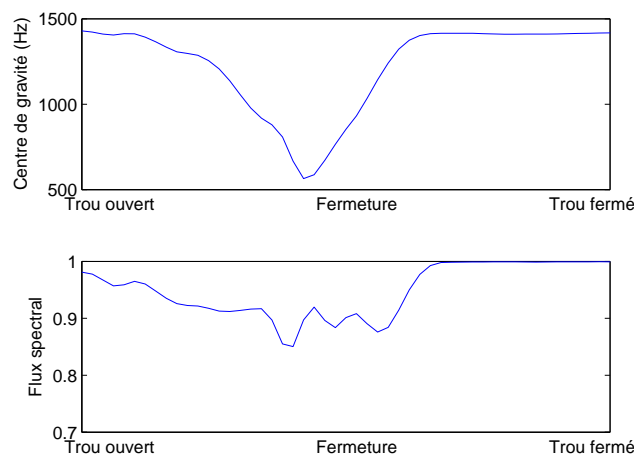


FIGURE 1.15 – Evolution du centre de gravité spectral (en haut) et du flux spectral (en bas) d'un signal de pression externe issu de mesures sur bouche artificielle. Il s'agit des résultats obtenus pour une fermeture lente d'un trou latéral (cf. exemple sonore n°10 sur le CD d'accompagnement).



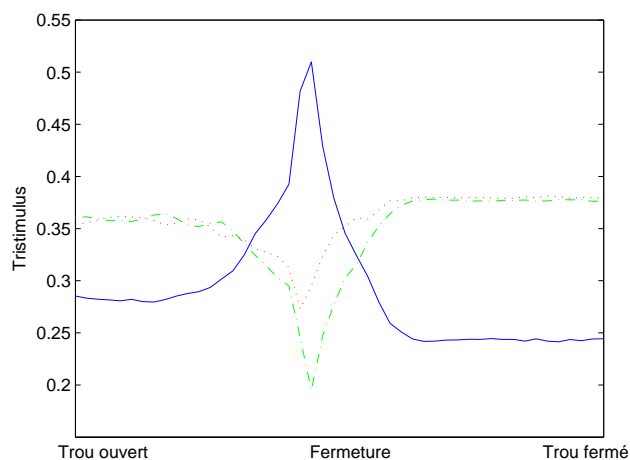


FIGURE 1.16 – Evolution des trisstimuli d’un signal de pression externe d’un signal de pression externe issu de mesures sur bouche artificielle. Fondamental (trait plein) ; groupe d’harmoniques 3 à 7 (pointillés) ; groupe d’harmoniques supérieurs (trait mixte) cf. exemple sonore n°10 sur le CD d’accompagnement).

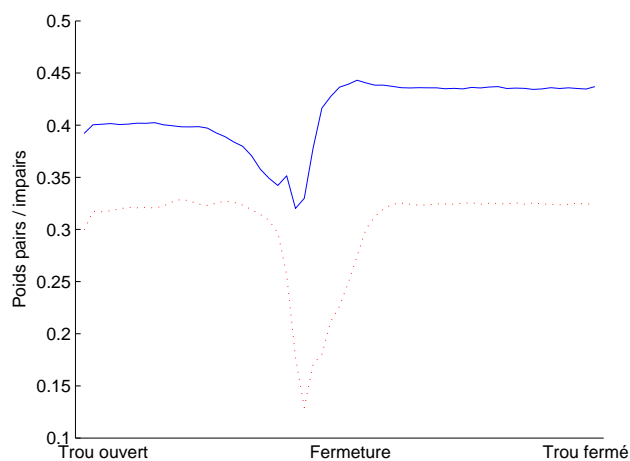


FIGURE 1.17 – Evolution de la sonie des signaux “pairs” (pointillés) et “impairs” (trait plein) d’un signal de pression externe issu de mesures sur bouche artificielle lors de la transition cf. exemple sonore n°10 sur le CD d’accompagnement).

## Résumé

Dans cette partie, nous avons présenté les résultats pour une mesure unique, mais il est important de signaler que ces comportements sont représentatifs des comportements observés pour la majeure partie des mesures sur bouche artificielle (indépendamment de la vitesse de fermeture, de l'action ou des paramètres de contrôles). Pour preuve, les figures 1.18, 1.19 et 1.20 présentent respectivement les variations de fréquences du fondamental, de sonie et du centre de gravité pour trois jeux de paramètres de contrôle différents (cf. exemples sonores n°10, 15 et 14 sur le CD d'accompagnement). Ces trois figures mettent en évidence le fait que les paramètres de contrôle n'ont pas d'influence significative sur le type de variation des caractéristiques du signal durant la transition entre deux doigtés.

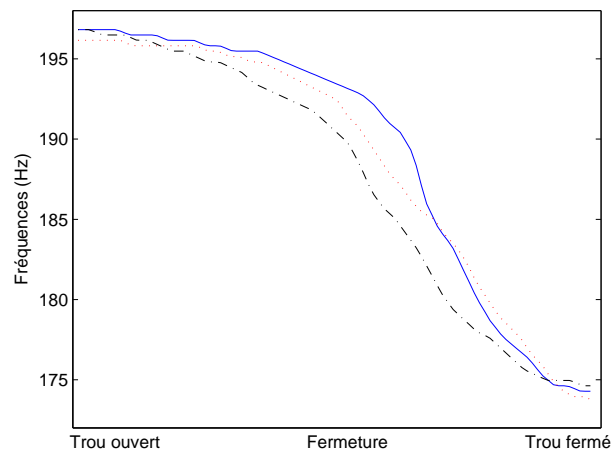


FIGURE 1.18 – Evolution de la fréquence fondamentale lors de la fermeture du trou pour trois jeux de paramètres de contrôle différents. Trait plein : pince faible et pression d'alimentation élevée ; pointillés : pince faible et pression moyenne ; trait mixte : pince moyenne et pression moyenne (cf. respectivement exemples sonores n°10, 15 et 14 sur le CD d'accompagnement).

En règle générale, les mesures sur bouche artificielle confirment ce que l'on a pu observer auparavant sur les signaux issus du jeu de musiciens. La différence entre les deux séries de mesure se situe essentiellement au niveau du rapport harmoniques "pairs"/"impairs". On peut émettre des hypothèses quant aux origines de ces différences : la fréquence de résonance de l'anche et l'absence de conduit vocal pour la bouche artificielle peuvent peut-être être à l'origine de ces divergences, de même que la position des microphones de mesure de la pression externe. De plus, les mesures sur bouche artificielle ont pu mettre en évidence que les comportements fréquentiel (glissando), de la sonie, du centre de gravité ou du flux spectral ont toujours une forme similaire, dans une certaine dynamique des valeurs, indépendamment des paramètres de contrôles.

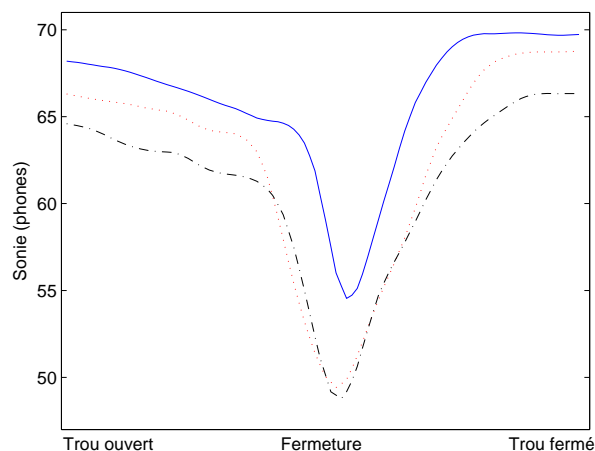


FIGURE 1.19 – Evolution de la sonie lors de la fermeture du trou pour trois jeux de paramètres de contrôle différents. Trait plein : pince faible et pression d’alimentation élevée ; pointillés : pince faible et pression moyenne ; trait mixte : pince moyenne et pression moyenne (cf. respectivement exemples sonores n°10, 15 et 14 sur le CD d’accompagnement).

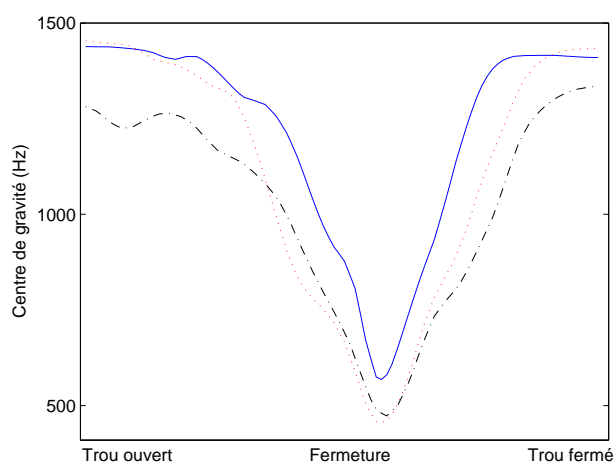


FIGURE 1.20 – Evolution du centre de gravité spectral lors de la fermeture du trou pour trois jeux de paramètres de contrôle différents. Trait plein : pince faible et pression d’alimentation élevée ; pointillés : pince faible et pression moyenne ; trait mixte : pince moyenne et pression moyenne (cf. respectivement exemples sonores n°10, 15 et 14 sur le CD d’accompagnement).

### 1.2.4 Analyse des signaux de pression interne

Les expériences effectuées avec une bouche artificielle permettent également de mesurer la pression dans le bec. Il est intéressant d'analyser les signaux de pression interne. En effet, ceux-ci ne sont pas sujets aux effets de rayonnement ou de directivité et permettent de s'affranchir des phénomènes de propagation dus à la présence des nombreuses discontinuités de section que sont les trous latéraux. Concernant l'effet de glissando, les signaux de pression externe et interne présentent logiquement exactement les mêmes évolutions fréquentielles, l'analyse de l'évolution fréquentielle des harmoniques des signaux de pression interne n'a donc pas d'intérêt. Étant donné que la sonie est un paramètre subjectif permettant de déterminer les variations d'intensité sonore perçues par notre oreille, l'analyse de la sonie du signal à l'intérieur de l'embouchure n'a pas ou peu de sens d'un point de vue perceptif et nous ne l'aborderons donc pas. On a montré l'inexploitabilité des amplitudes des harmoniques du signal de pression externe due à la directivité et au rayonnement de l'instrument. Mais les variations de sonie du signal de pression externe sont liées aux variations d'amplitudes des harmoniques. Nous nous intéressons donc par la suite, comme nous le permet l'expérimentation sur bouche artificielle, aux variations d'amplitudes des harmoniques du signal de pression interne associé.

#### Amplitudes

La partie gauche de la figure 1.21 présente l'évolution des amplitudes des quatre premiers harmoniques impairs d'un signal de pression interne (cf. exemple sonore n°18 sur le CD d'accompagnement). On observe un comportement systématique : une amplitude qui décroît avec le rang harmonique et une forme de vallée rappelant celle observée pour la sonie du signal de pression externe. La partie droite de la figure 1.21 présente les quatre harmoniques après normalisation. On observe clairement que tous commencent leur décroissance au même instant, atteignent leur minimum simultanément pour ensuite augmenter et atteindre leur amplitude post-transitoire en même temps. Ils évoluent tous similairement. Ce comportement est d'ailleurs en accord avec celle de la sonie du signal de pression externe associé (cf. figure 1.14) : décroissance, simultanéité du minimum pour les amplitudes et la sonie, puis croissance. Les variations du niveau de sonie du signal de pression externe et celles des amplitudes des harmoniques du signal de pression interne concordent, ce qui fournit une explication quant au comportement systématique de la sonie des signaux de pression externe malgré des variations d'amplitudes fortement liées à la position du microphone.

#### Descripteur(s) liés au timbre : tristimulus ; rapport pairs/impairs

Nous avons précédemment analysé les signaux de pression externe et étudié l'évolution de certains descripteurs liés au timbre de l'instrument. Nous nous sommes intéressé à la pression externe car elle correspond au signal perçu par l'auditeur. Mais, comme il a été mentionné précédemment l'amplitude des harmoniques est fonction de la position du microphone / de l'auditeur. Par conséquent, l'étude de descripteurs liés à l'évolution de l'amplitude des harmoniques peut être biaisée. En effet, la transition entre deux notes implique que la directivité et le rayonnement de l'instrument sont modifiés au cours de la fermeture du trou latéral. Pour ces raisons, on décide de ne pas recalculer les valeurs prises par le centre de gravité spectral ou le flux spectral pour les signaux de pression interne.

La méthode par tristimulus est présentée en annexe 6.4.4 [61]. Pour les signaux de pression externe, nous avons étudié les variations de sonie de chacune des bandes fréquentielles (fondamental ; harmo-

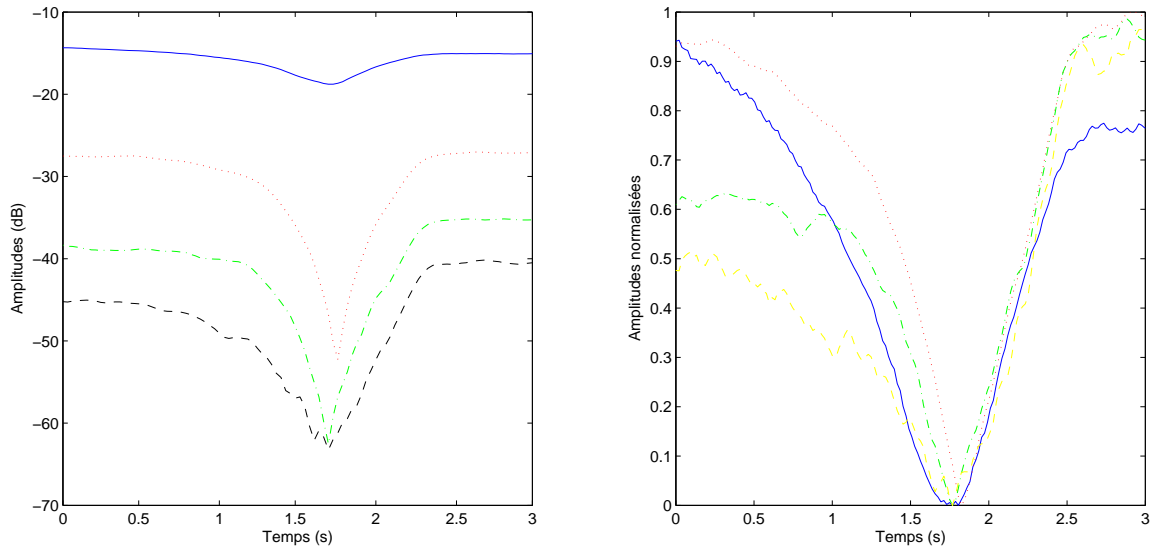


FIGURE 1.21 – A gauche : Evolution de l’amplitude des 4 premiers harmoniques impairs d’un signal de pression interne issu de mesures sur bouche artificielle. Trait plein : harmonique 1 ; pointillés : harmonique 3 ; trait mixte : harmonique 5 ; tirets : harmonique 7. A droite : les mêmes variations après normalisation.

niques 2 à 7 ; harmoniques 8 à  $N_c$ , le nombre de composantes considérées). L’analyse de la sonie d’un signal de pression interne n’ayant que peu de sens, on utilise une définition du tristimulus différente de celle présentée précédemment (basée sur la sonie des bandes fréquentielles). On considère donc les amplitudes des harmoniques, et non plus les sonies comme dans le paragraphe 1.1.3, comme présenté dans [46].

Loes de l’analyse des variations des trois tristimuli correspondant aux différentes bandes fréquentielles (1. fondamental ; 2. harmoniques 3 à 7 ; 3. harmoniques supérieurs), on constate que la valeur du tristimulus 2 diminue lors de la transition. Précisons que ce phénomène se retrouve systématiquement pour tous les signaux de pression interne analysés. L’amplitude du tristimulus 1 augmente lors de la transition et celle du groupe d’harmoniques supérieurs est assez constante. Ainsi durant la fermeture, la réduction de la brillance du signal de pression externe semble essentiellement due à la réduction de l’amplitude des premiers harmoniques du fondamental.

De la même manière que pour la méthode par tristimulus, on considère à présent les amplitudes des harmoniques pairs et impairs (cf. annexe 6.4.5) plutôt que la sonie. Le calcul s’effectue donc en considérant les formulations utilisées par Jensen [46]. Le paramètre impair est calculé à partir du troisième harmonique pour éviter que les variations du tristimulus 1 et du signal “impair” ne soient trop corrélées. C’est alors uniquement l’amplitude normalisée des harmoniques impairs qui est sujette à de fortes variations lors de la transition tandis que les harmoniques pairs conservent une amplitude quasi-constante. On rappelle que ces “amplitudes” sont normalisées par l’amplitude du signal total, ainsi, durant la transition, les amplitudes de tous les harmoniques (y compris le fondamental) diminuent. Cette analyse pair/impair (tout comme la méthode par tristimulus) permet de visualiser le “poids” de certains groupes de composantes par rapport au signal total. Ainsi la confrontation des résultats donnés

par la méthode par tristimulus et la relation pair/impair permet de supposer que la chute du niveau de la brillance du signal de pression externe est due, en plus d'une réduction générale des amplitudes des harmoniques, à une diminution significative du poids des premiers harmoniques impairs (3,5 et 7).

### 1.2.5 Conclusions

L'analyse des signaux de pression externe issus de mesures avec bouche artificielle a permis de confirmer les résultats obtenus pour les signaux joués par des musiciens. Les deux techniques de fermeture donnant des résultats similaires, ceci laisse supposer que, dans un modèle de synthèse, la fermeture pourrait être simulée par réduction du rayon du trou. De plus, il a été mis en évidence l'indépendance de la forme du glissando fréquentiel ainsi que la forme des variations de sonie ou du centre de gravité par rapport aux valeurs prises par les paramètres de contrôle (supposées constantes). L'analyse des signaux de pression interne a quant à elle montré le lien existant entre la sonie du signal de pression externe et l'évolution des amplitudes des harmoniques du signal de pression interne. De plus, la méthode par tritestimulus et l'étude du rapport entre les amplitudes des harmoniques pairs et impairs ont montré que le niveau des harmoniques pairs est peu modifié durant la transition et que la chute de la brillance du signal de pression externe semble due, en plus de la réduction générale des amplitudes, à une diminution importante des amplitudes des harmoniques 3,5,7.

## 1.3 Mesures d'impédance

On décide d'effectuer des mesures d'impédance afin d'observer comment évoluent les pics d'impédance de l'instrument lorsqu'une clef se trouve dans des positions intermédiaires et de pouvoir mettre ces résultats en relation avec les comportements observés sur les signaux en auto-oscillation.

### Mesures-problèmes techniques

Ces mesures ont été effectuées sur le banc de mesures du LAUM<sup>2</sup> et ont accompagné celles effectuées par Fabrice Silva [70] lors de son stage de Master II et dont l'un des objectifs était la caractérisation d'une clarinette récemment acquise par le LMA. Il a ainsi effectué des mesures pour chaque doigté de jeu de l'instrument. Dans le cadre de notre étude, nous désirons observer comment évoluent les pics d'impédance de l'instrument au cours de la fermeture d'un trou latéral. Nous avons donc effectué trois mesures en fixant la hauteur de la clef permettant le passage d'un doigté de  $F2$  à un doigté de  $E2$ . On joue ainsi sur l'état du trou latéral en le forçant à être dans une position intermédiaire.

Le dispositif est présenté en détail dans [70]. Le matériel utilisé lors des mesures est décrit dans [14] et [19]. On dispose deux transducteurs en entrée du résonateur. L'émetteur est un transducteur électrostatique 1/2-pouce Brüel & Kjær, émettant un signal sinusoïdal de fréquence variable. Le récepteur est un microphone à électret Sennheiser KE4-211 mesurant la pression à l'entrée du résonateur. Pour des raisons de bon positionnement du résonateur à caractériser, le bec de l'instrument est remplacé par un résonateur cylindrique de volume équivalent sur lequel on vient placer le corps de la clarinette. Celui-ci a également été conçu au sein du LAUM.

Pour pouvoir obtenir l'impédance de l'instrument sur une gamme fréquentielle donnée, on peut faire varier la fréquence du signal d'entrée (signal harmonique) continûment ou de manière discrète. Le matériel utilisé au LAUM impose un balayage discret des fréquences. Dans le cadre de son travail, Fabrice Silva a retenu une résolution de 10Hz sur la gamme 60-2500Hz. Malheureusement, des problèmes

2. Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine, CNRS-UMR 6613

lors des mesures (temps d'acquisition trop court) ont eu pour conséquence une forte atténuation des pics d'impédance [70]. Ainsi ces mesures ne permettent pas d'estimer des rapports d'amplitudes des pics (en tout cas ne permettent pas d'évaluer la justesse et la pertinence de ces rapports). De plus, la résolution fréquentielle implique une incertitude quant aux fréquences des pics. Le taux d'inharmonicité des pics ne peut donc pas non plus être déduit de ces mesures. L'évolution fréquentielle des pics reste toutefois qualitativement exploitable, surtout dans le cadre de notre étude concernant la fermeture d'un trou latéral. Cette transition ne nécessite que d'agir sur un seul et unique trou latéral (cf. figure 1.22). La figure 1.23 montre comment évolue l'impédance lors de la transition entre les doigtés de  $F_2$  et  $E_2$ . Les fréquences fondamentales des doigtés  $E_2$  et  $F_2$  étant respectivement de 155Hz et 165Hz, on constate que, au moins pour les premiers pics, il est nécessaire d'améliorer l'estimation de l'impédance (à cause de la résolution de 10Hz). Pour cela, nous utilisons la méthode initialement développée dans [49] et [50]. Les courbes présentées ici correspondent aux impédances estimées par cette méthode. La figure 1.24 présente un zoom sur l'évolution des premier et quatrième pics (on choisit de montrer le quatrième pour des raisons de lisibilité uniquement, les pics deux et trois ayant des comportements semblables). Deux phénomènes apparaissent alors : 1. un glissement fréquentiel du pic ; 2. une chute de l'amplitude au cours de la fermeture pour remonter ensuite. Ceci confirme donc l'origine de l'effet de glissando fréquentiel et fournit une hypothèse possible concernant la réduction d'amplitude des harmoniques.

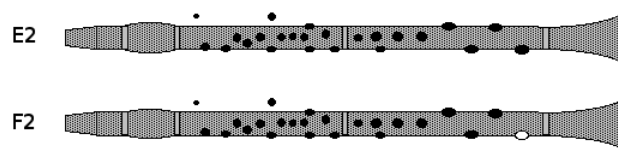


FIGURE 1.22 – Cartographie des trous fermés pour les doigtés de  $F_2$  et de  $E_2$ .

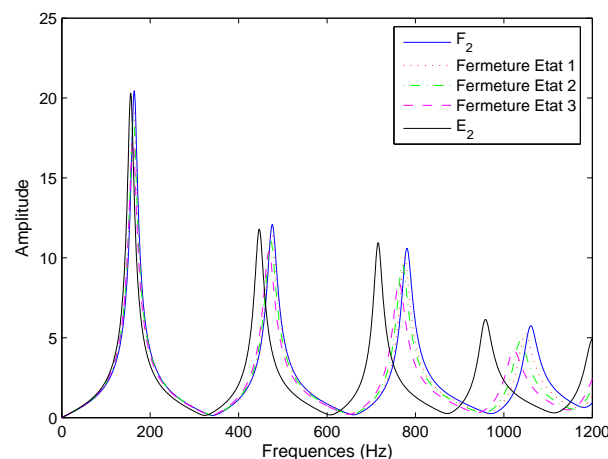


FIGURE 1.23 – Evolution de l'impédance mesurée au cours de la fermeture du trou. On passe d'un doigté de  $F_2$  à un doigté de  $E_2$  en réduisant la hauteur entre la clef et le trou.



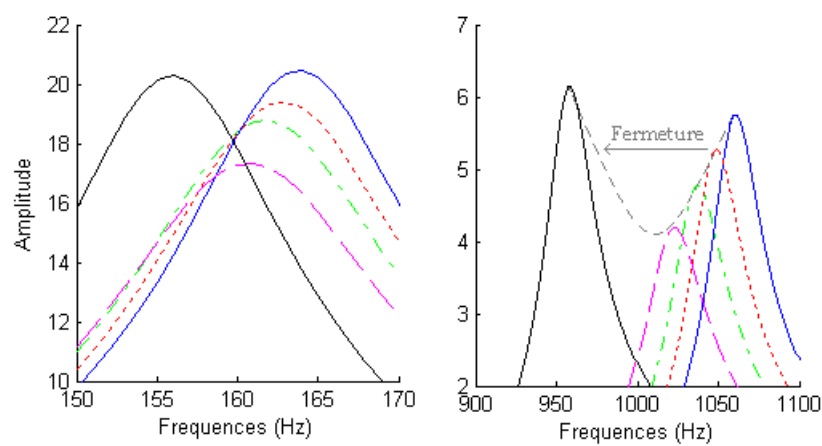


FIGURE 1.24 – Evolution de l'impédance mesurée au cours de la fermeture du trou. On passe d'un doigté de F2 à un doigté de E2. A gauche : zoom sur le fondamental. A droite : zoom sur la quatrième résonance.

### Quelques hypothèses

Les problèmes techniques survenus lors des mesures nous ont empêché d'étudier l'évolution de l'harmonicité des pics et des rapports d'amplitude lorsqu'un trou latéral est dans une position intermédiaire. On peut tout de même émettre certaines hypothèses en rapport avec la réduction de la facilité d'émission observée par les musiciens :

- comme il a déjà été montré dans [11], [8], [34], pour les instruments à vent, l'établissement des auto-oscillations est facilitée par une bonne harmonicité des fréquences de résonance du tuyau. On peut supposer que, lors de la transition, l'harmonicité des pics est réduite et que ce phénomène, ajouté à la réduction des amplitudes, réduit la facilité d'émission lors de la transition ;
- lors de transitions lentes, il n'est pas rare que l'instrument "chante" sur un registre supérieur. On peut supposer que les amplitudes des premières résonances sont plus fortement atténuées que les résonances supérieures pour des positions intermédiaires du trou latéral. Les erreurs de mesure affectant essentiellement les basses fréquences, la figure 1.24 ne permet pas de confirmer ce phénomène.

Dans la partie suivante, on développera un modèle d'instrument incluant un modèle de trou latéral afin de développer un modèle de transition permettant de reproduire les comportements observés expérimentalement sur les impédances.



# Chapitre 2

## Modélisation physique

Le modèle physique et son fonctionnement sont rappelés en annexes 7.2 et 7.3 [38]. On ne reviendra donc pas sur la description du modèle pour le cylindre simple et on s'intéressera directement à la description d'un modèle discret de résonateur muni d'un trou latéral.

### 2.1 Modèle de résonateur muni d'un trou latéral en considérant des pertes linéaires

#### 2.1.1 Modèle de tube / Impédance

On désire à présent modéliser un tube cylindrique muni d'un trou latéral unique (cf. figure 2.1). Il s'agit d'un modèle extrêmement simplifié de corps de clarinette. Dans le cadre de cette étude, on ne considère que l'influence du premier trou ouvert. En effet, en première approximation, d'après [6], l'influence des trous situés au-delà du premier trou ouvert peut être ignorée (en basse fréquence). Leur présence est alors prise en compte via une simple correction de longueur. Pour une utilisation en synthèse, un tel modèle est suffisant. En effet, la modélisation d'un réseau de trous prenant en compte les différents états dynamiques de chacun nécessiterait l'introduction de variables simulant le comportement des doigts du musicien agissant simultanément sur plusieurs clés. En plus d'être complexe, cette modélisation de fermeture "simultanée" s'avère en quelque sorte irréaliste. Pour cause, l'instrumentiste ne ferme jamais simultanément (d'un point de vue "microscopique") tous les trous. De la même manière, le modèle de trou considéré est également extrêmement simplifié. Ainsi, afin de conserver la simplicité du modèle, les pertes localisées, l'impédance de rayonnement ou les non-linéarités sont ignorées dans un premier temps.

En considérant les équivalences électro-acoustiques et en appliquant la loi de Kirchhoff (cf. Pierce [60]), on obtient les équations 2.1 et 2.2, avec  $p_i$  et  $u_i$ , respectivement les pressions et débits acoustiques.

$$p_1 = p_2 = p_t \quad (2.1)$$

$$u_1 = u_2 + u_t \quad (2.2)$$

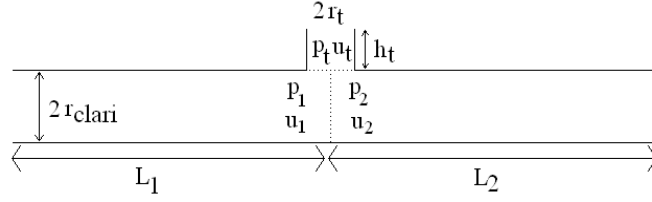


FIGURE 2.1 – Tube cylindrique muni d'un unique trou latéral.  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $r_{clari}$ ,  $r_t$  et  $h_t$  les paramètres géométriques du tube et du trou latéral.  $p_i$ ,  $u_i$  les pressions et débits acoustiques.

L'impédance d'entrée adimensionnée, notée  $Z_e(\omega)$ , du tuyau complet (résonateur principal et trou latéral) dépend de l'impédance  $Z_t(\omega)$  du trou ainsi que de  $Z_1(\omega)$ ,  $Z_2(\omega)$ ,  $k_1(\omega)$  et  $k_2(\omega)$  correspondant respectivement aux impédances et aux nombres d'onde des tubes (seuls) de longueurs  $L_1$  et  $L_2$  (cf. annexe 7) qui peuvent être écrites, pour  $i = 1; 2$  :

$$Z_i(\omega) = jZ_0 \tan(k_i(\omega)L_i) \quad (2.3)$$

On définit l'impédance caractéristique  $Z_0$  (équation 2.4), où  $S_{clari} = \pi r_{clari}^2$  est la surface du tube principal,  $\rho$  la masse volumique de l'air et  $c$  la célérité du son.

$$Z_0 = \frac{\rho c}{S_{clari}} \quad (2.4)$$

A nouveau, on suppose que  $r_{clari}$  est grand devant l'épaisseur des couches limites. D'après les équations 2.1 et 2.2, l'impédance terminale  $Z_s(\omega)$  de la première partie du tube est considérée comme une association en parallèle des impédances de la cheminée latérale et de la seconde partie du tube. Par conséquent,  $Z_s(\omega)$  peut être écrit comme formulé équation 2.5 :

$$Z_s(\omega) = \frac{1}{\frac{1}{Z_t(\omega)} + \frac{1}{Z_2(\omega)}} \quad (2.5)$$

$Z_t(\omega)$  est définie équation 7.24 comme étant l'impédance d'un cylindre court. L'impédance  $Z_s(\omega)$  venant en terminaison de l'impédance  $Z_1(\omega)$  du premier tuyau cylindrique, l'impédance d'entrée adimensionnée  $Z_e(\omega)$  à l'entrée du résonateur s'exprime sous la forme :

$$Z_e(\omega) = \frac{\frac{Z_s(\omega)}{Z_0} + j \tan(k_1(\omega)L_1)}{1 + j \frac{Z_s(\omega)}{Z_0} \tan(k_1(\omega)L_1)} \quad (2.6)$$

La fermeture du trou est simulée par réduction linéaire de son rayon  $r_t$  d'une valeur donnée correspondant à la position totalement ouverte du trou à zéro (trou totalement fermé). L'impédance d'entrée  $Z_e$  est calculée pour chaque valeur du rayon. On remarque que, lorsque le rayon du trou est nul, l'impédance caractéristique du trou est infinie et par conséquent  $Z_s = Z_2$  (équation 2.5). L'impédance  $Z_e$  correspond alors à l'impédance d'un tube cylindrique de longueur  $L_1 + L_2$ .

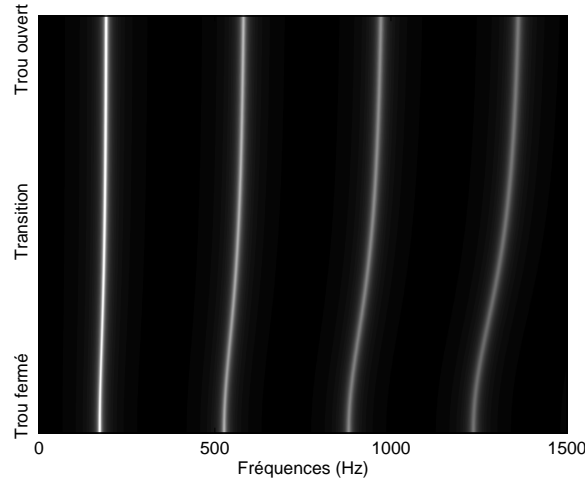


FIGURE 2.2 – Evolution de l'impédance d'entrée d'un tube cylindrique muni d'un trou latéral unique en fonction de l'état du trou. La fermeture est simulée par réduction linéaire de son rayon  $r_t$ . Ouvert :  $r_t$  est égal à  $3.5\text{mm}$  ; Fermé :  $r_t$  est nul. Le rayon du tube  $r_{clari}$  est de  $8\text{mm}$ . Chaque ligne horizontale correspond à l'impédance obtenue pour une valeur donnée de  $r_t$ .

### Glissando

La figure 2.2 présente l'évolution des fréquences de résonance de l'impédance d'entrée en fonction du rayon du trou. Les dimensions utilisées lors de cette simulation sont  $r_{clari} = 8\text{mm}$ ,  $L_1 = 0.43\text{m}$  et  $L_2 = 0.05\text{m}$ , ce qui correspond à une variation de hauteur d'un ton entre G2 et A2. Durant la fermeture du trou, la longueur équivalente du tuyau varie continûment de  $L_1$  à  $L_1 + L_2$ . Chaque ligne horizontale correspond alors au spectre obtenu pour une valeur donnée de  $r_t$  allant de  $3.5\text{mm}$  à zéro. Les longueurs  $L_1$  et  $L_2$  ont été choisies dans un souci d'homogénéité avec le reste de cette étude et plus particulièrement avec les résultats expérimentaux présentés dans la partie 1.

La figure 2.2 permet d'observer un glissando fréquentiel des pics d'impédances. Ce résultat confirme les calculs théoriques de Nederveen [57] et les résultats expérimentaux de Benade [9] qui indiquent que la correction de longueur conséquente à la présence d'une clef à une hauteur  $h$  d'un trou de rayon  $b$  dépend directement du rapport  $h/b$ . Ainsi la fermeture progressive de la clef s'accompagne d'une variation continue de la longueur caractéristique du guide. On citera également le glissando obtenu par Ducasse [25] pour son modèle de résonateur cylindrique à un seul trou latéral. De plus, cet effet est confirmé par les mesures d'impédance présentées section 1.3.

### Inharmonicité

La figure 2.3 montre comment l'inharmonicité des pics évolue avec l'état d'ouverture du trou. Cette courbe d'inharmonicité est calculée en utilisant la formule suivante (équation 2.7) :

$$\tau_{inharm}(n) = \frac{f(n)}{(2n - 1)f_0} \quad (2.7)$$

avec  $f_0 = f(1)$  la fréquence du premier pic (fondamental) et  $f(n)$  la fréquence du  $n^{eme}$  pic. Par

conséquent, le taux d'inharmonicité vaut un lorsque le  $n^{eme}$  pic et le fondamental sont totalement harmoniques. Le type de structure considéré dans cette étude, constituée d'un tube principal et d'une branche, ne possède pas des résonances exactement harmoniques. C'est pourquoi on observe une inharmonicité plus importante lorsque le trou est partiellement fermé. L'inharmonicité observée dans les états totalement ouvert ou totalement fermé est causée par la dispersion prise en compte dans le nombre d'onde  $k_{1-2}(\omega)$ . On remarque que, durant la transition, l'inharmonicité apparaît à partir de l'harmonique 9.

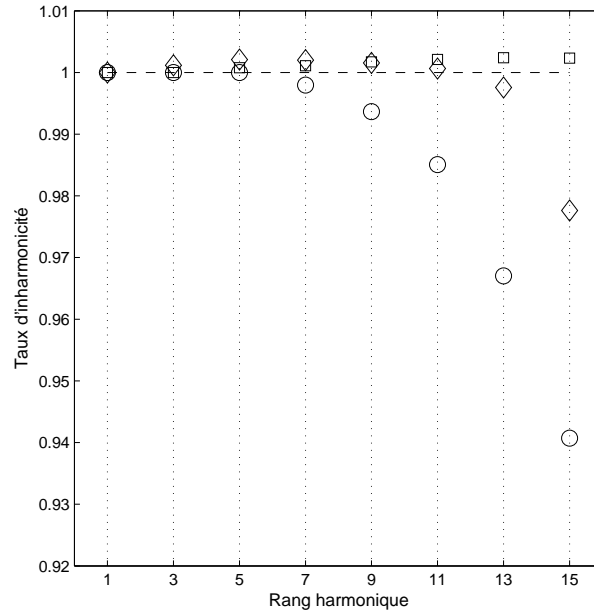


FIGURE 2.3 – *Inharmonicité des pics de l'impédance d'entrée  $Z_e$  obtenue pour différentes positions du trou latéral. Losanges : trou totalement ouvert ( $r_t = 3.5\text{mm}$ ); cercles : trou à moitié fermé; carrés : trou totalement fermé; tirets : harmonicité parfaite.*

### Amplitudes / Difficultés d'émission

Les variations des amplitudes des pics d'impédance sont plus complexes. La figure 2.4 montre les variations d'amplitude des pics glissants. On remarque une phase de décroissance suivie d'une augmentation. Cette décroissance est confirmée par les variations d'amplitude observées sur les impédances mesurées (cf. section 1.3). L'inharmonicité ajoutée aux faibles amplitudes des pics d'impédance implique que l'instrument est plus difficile à jouer. En dépit de sa simplicité, ce modèle d'impédance d'entrée est donc capable de reproduire les principaux phénomènes qui apparaissent durant la fermeture du trou et observés sur les mesures d'impédance : glissando fréquentiel et effets négatifs sur la jouabilité de l'instrument. Dans le paragraphe suivant, nous incluons ce modèle d'impédance au sein d'un modèle simplifié d'instrument complet.

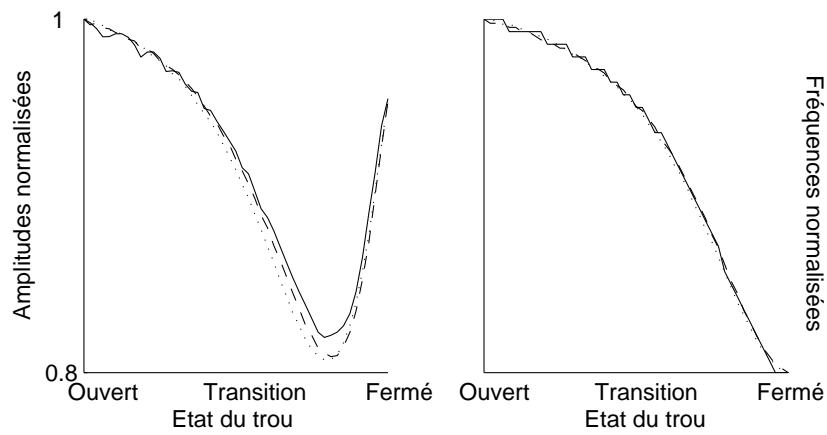


FIGURE 2.4 – Evolution des amplitudes et des fréquences normalisées des trois premiers pics de l'impédance d'entrée d'un tube muni d'un unique trou latéral en fonction de l'état du trou. La fermeture est simulée par réduction linéaire du rayon du trou. Trait plein : résonance 1 ; pointillés : résonance 2 ; traits mixtes : résonance 3.



### 2.1.2 Modèle d'instrument / Simulation de fermeture par réduction du rayon du trou

Pour passer du modèle d'impédance au modèle à temps discret, il est nécessaire, comme c'est le cas pour le simple cylindre (cf. annexe 7), d'approcher le filtre de propagation [38]. On formule dans le domaine temporel la réponse impulsionnelle du guide, qui correspond à la transformée inverse de l'impédance. On obtient ainsi la pression d'entrée  $p_e(t)$  en fonction du débit d'entrée  $u_e(t)$ . Il est alors nécessaire d'exprimer les pertes. On définit le filtre numérique dont les coefficients dépendent des paramètres géométriques de l'instrument. Ainsi, après quelques calculs et en rappelant  $z = \exp(j\omega/f_e)$  avec  $f_e$  la fréquence d'échantillonnage, on obtient une formulation de l'impédance du système résonateur et trou latéral en fonction de  $z$  (équation (2.8)).

$$Z_e(z) = \frac{\sum_{k=0}^{k=N_0} b_{c_k} z^{-k} + \sum_{k=0}^{k=N_1} b_{c_{D1k}} z^{-2D_1-k}}{a_{c0} - \sum_{k=0}^{k=N_0} a_{c_k} z^{-k} - \sum_{k=0}^{k=N_1} a_{c_{D1k}} z^{-2D_1-k}} \dots$$

$$\dots \frac{+ \sum_{k=0}^{k=N_2} b_{c_{D2k}} z^{-2D_2-k} + \sum_{k=0}^{k=N_{12}} b_{c_{D12k}} z^{-2D_{12}-k}}{- \sum_{k=0}^{k=N_2} a_{c_{D2k}} z^{-2D_2-k} - \sum_{k=0}^{k=N_{12}} a_{c_{D12k}} z^{-2D_{12}-k}} \quad (2.8)$$

avec :

- $D_1, D_2, D_{12}$ , les retards correspondant respectivement aux longueurs de tubes  $L_1, L_2$  et  $L_{tot} = L_1 + L_2$  ;
- $a_{c_i}, b_{c_i}$ , les coefficients du filtre de propagation.

Les coefficients du filtre sont recalculés pour toutes les valeurs prises par le rayon du trou au cours de la fermeture (on rappelle que la fermeture est simulée par réduction progressive du rayon du trou latéral). Les coefficients  $a_c$  sont définis par :

$$a_{c_0} = (2G_t + 2H_t f_e) Z_{ct} + Z_c$$

$$a_{c_1} = \frac{a_{c_0} a_{1_1} + a_{c_0} a_{1_2} + 2Z_{ct} H_t f_e}{a_{c_0}}$$

$$a_{c_2} = \frac{(-a_{c_0} a_{1_2} - 2Z_{ct} H_t f_e) a_{1_1} - 2Z_{ct} a_{1_2} H_t f_e}{a_{c_0}}$$

$$a_{c_3} = \frac{2Z_{ct} a_{1_2} H_t f_e a_{1_1} a_{c_0}}{a_{c_0}}$$

$$a_{c_{D10}} = \frac{-Z_c b_{01}}{a_{c_0}}$$

$$a_{c_{D11}} = \frac{Z_c a_{1_2} b_{01}}{a_{c_0}}$$

$$a_{c_{D20}} = \frac{Z_c b_{02}}{a_{c_0}}$$

## 2.1. MODÈLE DE RÉSONATEUR MUNI D'UN TROU LATÉRAL EN CONSIDÉRANT DES PERTES LINÉAIRES

$$a_{cD^{21}} = \frac{-Z_c b_{02} a_{11}}{a_{c0}}$$

$$a_{cD^{120}} = \frac{((-2G_t - 2H_t f_e)Z_{ct} + Z_c)b_{01}b_{02}}{a_{c0}}$$

$$a_{cD^{120}} = \frac{2b_{02}Z_{ct}H_t f_e b_{01}}{a_{c0}}$$

et les coefficients  $b_c$  par :

$$b_{c0} = \frac{2Z_{ct}G_t + 2Z_{ct}H_t f_e + Z_c}{a_{c0}}$$

$$b_{c1} = \frac{-a_{c0}a_{11} - a_{c0}a_{12} - 2Z_{ct}f_e}{a_{c0}}$$

$$b_{c2} = \frac{(a_{c0}a_{12} + 2Z_{ct}H_t f_e)a_{11} + 2Z_{ct}a_{12}H_t f_e}{a_{c0}}$$

$$b_{c3} = \frac{-2Z_{ct}a_{12}H_t f_e a_{11}}{a_{c0}}$$

$$b_{cD^{10}} = \frac{-Z_c b_{01}}{a_{c0}}$$

$$b_{cD^{11}} = \frac{Z_c a_{12} b_{01}}{a_{c0}}$$

$$b_{cD^{20}} = \frac{-Z_c b_{02}}{a_{c0}}$$

$$b_{cD^{21}} = \frac{-Z_c b_{02}}{a_{c0}}$$

$$b_{cD^{120}} = \frac{((-2G_t - 2H_t f_e)Z_{ct} + Z_c)b_{02}b_{01}}{a_{c0}}$$

$$b_{cD^{120}} = \frac{2b_{02}Z_{ct}H_t f_e b_{01}}{a_{c0}}$$

avec :

- $Z_t = Z_{ct}G_t + jZ_{ct}\omega H_t$ , l'impédance du trou latéral ;
- $a_{11}$  et  $b_{01}$ , les coefficients correspondant aux pertes dans le tube de longueur  $L_1$  ;
- $a_{12}$  et  $b_{02}$ , les coefficients correspondant aux pertes dans le tube de longueur  $L_{tot} = L_1 + L_2$ .

Les coefficients correspondant aux pertes sont calculés de la manière suivante :

$$a_{1i} = \frac{A_{12i} - \sqrt{A_{12i}^2 - F_{12i}^2}}{F_{12i}} \quad (2.9)$$

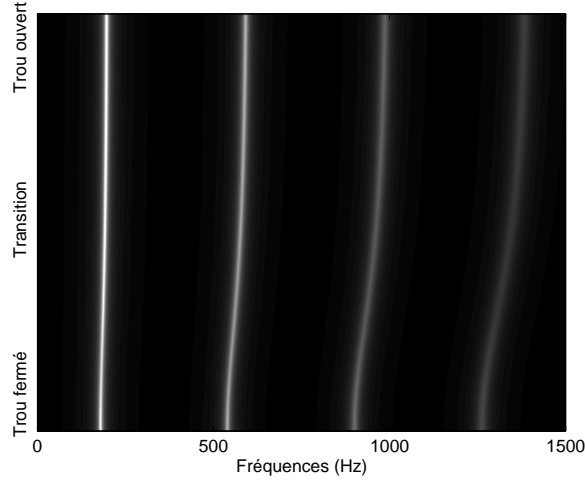


FIGURE 2.5 – Evolution de l'impédance d'entrée simulée  $Z_e(z)$  d'un tube cylindrique muni d'un trou latéral en fonction du rayon du trou. La fermeture du trou est simulée par réduction linéaire de son rayon. Ouvert : le rayon du trou est de  $3.5\text{mm}$ . Fermé : le rayon est nul. Le rayon du tube  $r_{\text{clari}}$  est de  $8\text{mm}$ .

$$b_{0_i} = \frac{\sqrt{2F_{1_i}F_{2_i}(c_{1_i} - c_{2_i})(A_{12_i} - \sqrt{A_{12_i}^2 - F_{12_i}^2})F_{12_i}}}{F_{12_i}} \quad (2.10)$$

avec, pour  $i = 1; 2$  :

$$c_{1_i} = \cos(\omega_{1_i}), c_{2_i} = \cos(\omega_{2_i}), F_{1_i} = |F(\omega_{1_i})|^2, F_{2_i} = |F(\omega_{2_i})|^2, A_{1_i} = F_{1_i}c_{1_i}, A_{2_i} = F_{2_i}c_{2_i},$$

$$A_{12_i} = A_{1_i} - A_{2_i}, F_{12_i} = F_{1_i} - F_{2_i}$$

$$\text{et } |F(\omega_{1_i})|^2 = \exp(-2\eta c \sqrt{\omega/2L})$$

$\omega_{1_i}$  et  $\omega_{2_i}$  sont les deux premières fréquences de résonance des tubes cylindriques de longueurs  $L_1$  et  $L_1 + L_2$ .

Cette formulation va nous permettre de vérifier la pertinence de l'approximation et celle des valeurs attribuées aux coefficients du filtre numérique. On recalcule  $Z_e(z)$  (équation 2.8), et par conséquent les coefficients du filtre, pour chacune des valeurs prises par  $r_{\text{trou}}$  allant de  $3.5\text{mm}$  à  $0\text{mm}$ . La figure 2.5 présente le comportement de  $Z_e(z)$  pour un tube cylindrique troué en fonction du rayon du trou ( $L_1 = 0.43\text{m}$ ,  $L_2 = 0.05\text{m}$ ). Si l'on compare celle-ci à la figure 2.2, on remarque que le filtre numérique (qui constitue une approximation du filtre de propagation) permet d'obtenir un comportement similaire à celui obtenu pour le modèle à temps continu. La figure 2.6 présente comment évoluent l'amplitude et la fréquence des deux premiers pics d'impédance pour les deux modèles. On remarque que les évolutions sont similaires pour les deux modèles. On note une différence d'environ 40 cents entre les hauteurs des harmoniques obtenues pour chacun des modèles. Ces différences viennent des approximations des retards de propagations et des pertes dans le trou latéral, supposées indépendantes de la fréquence.

De la même manière que pour le simple cylindre, on discrétise le système d'équations. On obtient alors un système similaire à celui obtenu pour le cylindre seul (cf. système 7.49), la complexité de la

## 2.1. MODÈLE DE RÉSONATEUR MUNI D'UN TROU LATÉRAL EN CONSIDÉRANT DES PERTES LINÉAIRES

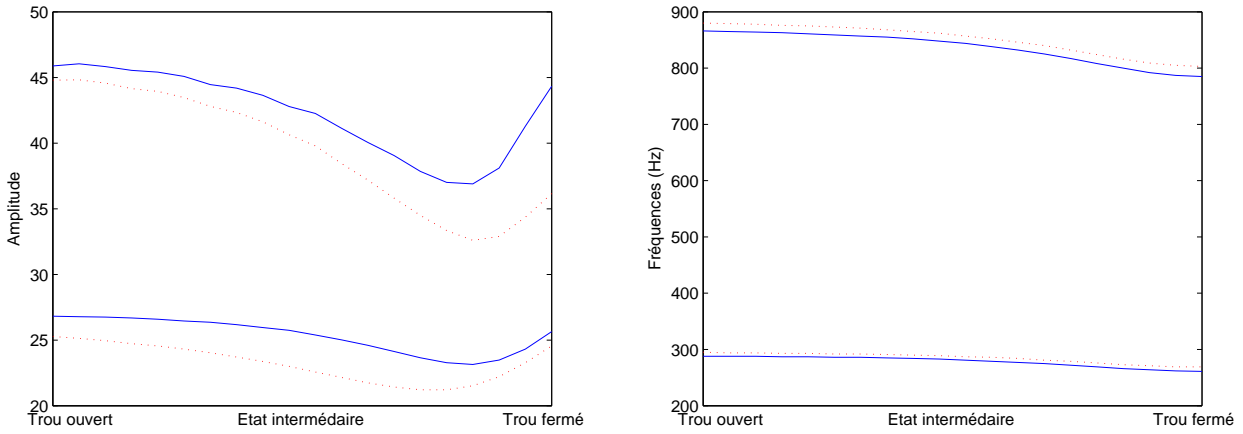


FIGURE 2.6 – Evolution de l’amplitude (à gauche) et de la fréquence (à droite) des deux premiers pic de l’impédance d’entrée. Trait plein : modèle à temps continu  $Z_e(\omega)$ . Pointillés : modèle à temps discret  $Z_e(z)$ .

géométrie intervenant uniquement au niveau du coefficient  $V$ .

$$x(n) = b_{a1}p_e(n-1) + a_{a1}x(n-1) + a_{a2}x(n-2) \quad (2.11)$$

$$V = f(u_e, p_e, D_1, D_2, D_{12}) \quad (2.12)$$

$$W = \frac{1}{2}(1 + \text{sign}(1 - \gamma(n) + x(n))\zeta(n)(1 - \gamma(n) + x(n)) \quad (2.13)$$

$$u_e(n) = \frac{1}{2}\text{sign}(\gamma(n) - V)(-b_{c0}W^2 + W\sqrt{(b_{c0}W)^2 + 4|\gamma - V|} \quad (2.14)$$

$$p_e(n) = b_{c0}u_e(n) + V \quad (2.15)$$

avec  $V$ , fonction des échantillons “passés” et des coefficients du filtre de propagation de l’instrument définis équation 2.8 ;

La partie gauche de la figure 2.7 représente l’évolution du spectre du signal de pression externe durant la transition (cf. exemple sonore n°19 sur le CD d’accompagnement). Le rayon du trou est réduit linéairement de  $0.35\text{mm}$  à  $0\text{mm}$  ( $L_1 = 0.43\text{m}$ ,  $L_2 = 0.05\text{m}$ ). Le temps de fermeture est de 0.7 secondes (30000 échantillons pour une fréquence d’échantillonnage de 44.1kHz), ce qui correspond, en condition de jeu normal, à une vitesse de fermeture lente. L’effet le plus significatif apparaissant lors de la transition et observé auparavant sur les signaux expérimentaux, le glissando, est nettement

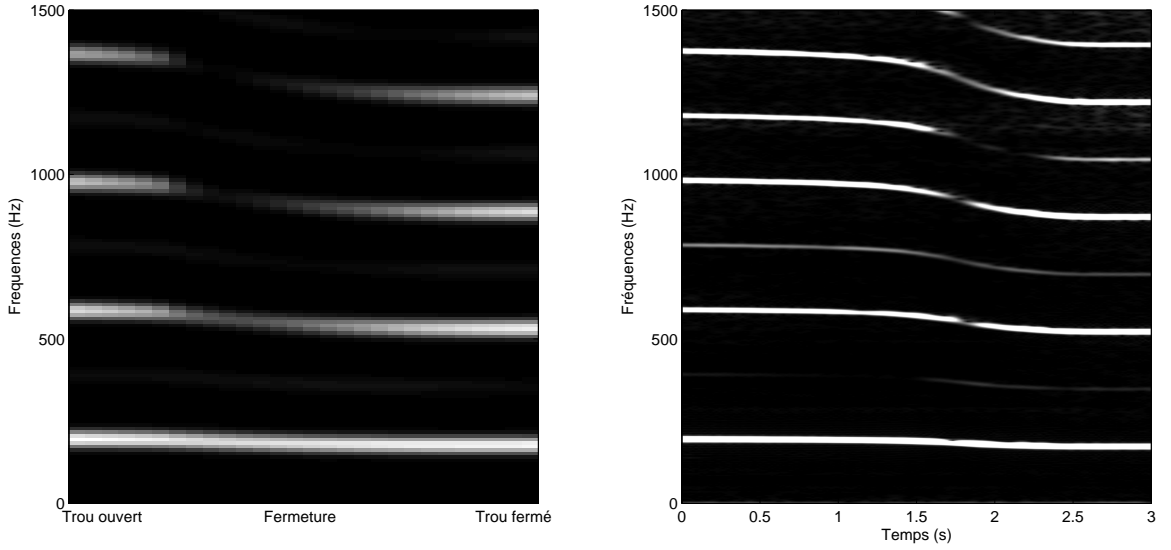


FIGURE 2.7 – A gauche : Spectrogramme du signal de pression externe obtenu pour le modèle en simulant la fermeture du trou par réduction linéaire de son rayon (cf. exemple sonore n°19 sur le CD d’accompagnement). Ouvert : le rayon du trou est de 3.5mm. Fermé : le rayon est nul. Le rayon du tube est de 8mm,  $L_1 = 0.2m$  et  $L_2 = 0.07m$ . A droite : Spectrogramme d’un signal de pression externe issu de mesures sur bouche artificielle et obtenu lors du passage du doigté A2 au doigté G2 (notation française) par fermeture du trou (cf. figure 1.10).

reproduit. Du fait de la prise en compte de la non-linéarité due au couplage avec l’anche, cet effet est différent de celui obtenu pour le premier pic de l’impédance d’entrée  $Z_e(\omega)$  seule (figure 2.5).

Dans une optique de synthèse temps-réel, la complexité de l’implémentation numérique de ce modèle de fermeture dynamique de trou conduit à un problème majeur : le temps de calcul. En effet, au sein du modèle temps-réel, les coefficients de l’équation aux différences mettant en relation pression acoustique dans l’embouchure  $p_e(n)$  et débit  $u_e(n)$  (équation 2.15), doivent être recalculés à chaque fois que le rayon est modifié. Une telle démarche peut rapidement devenir incompatible avec une approche temps-réel. C’est pourquoi la prochaine partie est dédiée à la présentation d’une méthode simplifiée simulant les effets d’une modification continue de l’impédance d’entrée induite par la fermeture du trou latéral.

### 2.1.3 Simulation de transition par interpolation

Bien que le modèle de fermeture dynamique de trou latéral présenté précédemment permette d’obtenir des résultats réalistes, son coût calculatoire peut s’avérer incompatible avec une approche temps-réel. Il est donc nécessaire de chercher une autre méthode donnant des résultats perceptivement réalistes et qui soit compatible avec une implémentation temps-réel. Cette partie est dédiée à la présentation de cette méthode.

Concernant la modélisation de la trompette, Vergez [84] [83] s’est intéressé au problème de la fermeture d’un piston. Nous nous trouvons face à un problème similaire à celui qui nous concerne ici :

## 2.1. MODÈLE DE RÉSONATEUR MUNI D'UN TROU LATÉRAL EN CONSIDÉRANT DES PERTES LINÉAIRES

on passe d'un réseau de tubes à un autre, ce qui revient à passer d'une longueur de tube à une autre. Vergez a alors choisi de ne pas modéliser physiquement la fermeture de ce piston. Il utilise une méthode alternative : durant la période transitoire entre les deux doigtés, il fait fonctionner deux résonateurs en parallèle. Il prend en compte le changement de longueur de tuyau en faisant varier le retard de la fonction de réflexion et interpole sur les deux fonctions de réflexion liées respectivement aux longueurs initiale et finale. Il calcule alors la valeur de l'onde réfléchie comme une moyenne pondérée entre la pression calculée avec la fonction de réflexion du doigté initial et la pression calculée avec celle du doigté final. Les résultats obtenus sont considérés comme étant "très satisfaisants à l'écoute". Pour les trous partiellement ouverts, Maarten van Walstijn et Murray Campbell [78] divisent le volume équivalent du trou en deux parties distinctes : une partie "ouverte", qui se comporte comme une masse acoustique, et une partie fermée, qui se comporte comme une compliance acoustique [79]. L'impédance du trou est alors fonction des deux états extrêmes "trou ouvert" et "trou fermé". L'état du trou est décrit par un paramètre définissant le rapport entre les deux états.

Comme précédemment, le modèle discret présenté ici est basé sur une mise en oeuvre de l'impédance via un filtre numérique dont les coefficients sont explicitement exprimés en fonctions des paramètres géométriques de l'instrument. Dans la continuité des études passées, on interpole entre deux filtres correspondant aux deux différents résonateurs, supposés parfaitement cylindriques. On interpole entre les équations aux différences correspondant aux impédances des tubes de longueurs  $L_1$  et  $L_1 + L_2$ . Ceci permet alors de ne calculer les coefficients de l'équation 2.8 que pour les deux configurations extrêmes :  $L = L_1$  et  $L = L_1 + L_2$  (cf. figure 2.1). Ainsi pour chaque échantillon  $n$ , la pression  $p_e(n)$  est liée au débit  $u_e(n)$  par l'équation 2.16, avec  $V$  une fonction du "passé" (liée aux échantillons  $(n, n-1, \dots, n-D)$  avec  $D$  le retard dû à la propagation). Dans notre cas, l'équation aux différences liant  $p_e(n)$  à  $u_e(n)$ , pour chacun des résonateurs, est définie par :

$$p_e(n) = b_{c0}u_e(n) + V \quad (2.16)$$

avec  $V = -a_1u_e(n-1) - b_0u_e(n-D) + a_1p_e(n-1) - b_0p_e(n-D)$ , avec  $D$  le retard spécifique aux propriétés géométriques du tube.

On pose pour la géométrie initiale  $L = L_1$  :

$$p_e(n) = b_{c_i}u_e(n) + V_i \quad (2.17)$$

et pour la géométrie finale  $L = L_1 + L_2$  :

$$p_e(n) = b_{c_f}u_e(n) + V_f \quad (2.18)$$

Durant la transition, une interpolation est effectuée entre  $V_i$ , qui correspond au tube de longueur  $L_1$ , et  $V_f$ , qui correspond au tube de longueur  $L_1 + L_2$  (ainsi qu'entre  $b_{c0_i}$  et  $b_{c0_f}$  dans le cas où les tubes ne serait pas parfaitement cylindriques - dans le cas du cylindre ces coefficients étant égaux à 1). Une nouvelle valeur de  $V$ , directement fonction des valeurs pour les positions du trou ouverte et fermée, est définie :

$$V = V_iR + V_fR_{inv} \quad (2.19)$$

conduisant à reformuler l'équation 2.16 :

$$p_e(n) = (b_{c_i}R + b_{c_f}R_{inv})u_e(n) + V_iR + V_fR_{inv} \quad (2.20)$$

$R$  et  $R_{inv}$  sont deux fonctions variant au cours du temps qui vont définir comment l'interpolation va être effectuée. Nous faisons l'hypothèse qu'elles vérifient la condition suivante  $R + R_{inv} = 1$  à tout instant.

A partir de cette formulation dans le domaine temporel, on obtient la formulation équivalente dans le domaine fréquentiel défini équation 2.21, avec  $a_{1i}$ ,  $b_{0i}$ ,  $D_i$  les coefficients et retards correspondant à la longueur  $L_1$  et  $a_{1f}$ ,  $b_{0f}$ ,  $D_f$  les coefficients et retards correspondant à la longueur  $L_1 + L_2$ .

$$Z(z) = \frac{1 - R(a_{1i}z^{-1} + b_{0i}z^{-D_i}) - R_{inv}(a_{1f}z^{-1} + b_{0f}z^{-D_f})}{1 - R(a_{1i}z^{-1} - b_{0i}z^{-D_i}) - R_{inv}(a_{1f}z^{-1} - b_{0f}z^{-D_f})} \quad (2.21)$$

On note que la formulation dans le domaine temporel (équation 2.19) diffère d'une interpolation directement effectuée au niveau des impédances ( $Z = RZ_i + R_{inv}Z_f$ ) dans le domaine fréquentiel.

La figure 2.8 présente l'évolution de l'impédance d'entrée équivalente obtenue via cette procédure d'interpolation linéaire sur 100 échantillons. Chaque ligne horizontale correspond à une valeur donnée de  $R$  et de  $R_{inv}$ , et l'axe vertical correspond à une réduction linéaire de  $R$  de 1 à 0. On remarque que les pics d'impédance glissent durant l'interpolation.

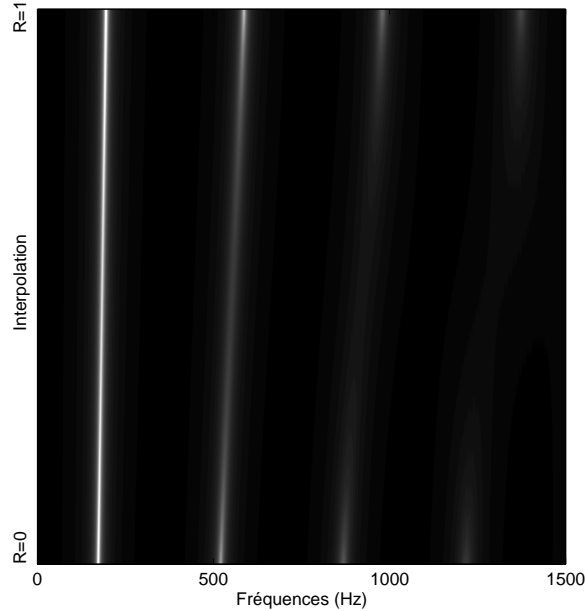


FIGURE 2.8 – Evolution de l'impédance d'entrée  $Z_e(z)$  d'un tube cylindrique troué en fonction du rayon du trou. La fermeture du trou est simulée par interpolation linéaire. Le rayon du tube est de  $8\text{mm}$ ,  $L_1 = 0.43$  et  $L_2 = 0.05$ . Chaque ligne horizontale correspond à une valeur donnée de  $R$  et de  $R_{inv}$ . L'axe vertical correspond à une réduction linéaire de  $R$  de 1 à 0.

La figure 2.9 représente les variations des amplitudes des premiers pics d'impédance. Les amplitudes ont été normalisées afin de présenter de manière plus évidente les variations des résonances de rang supérieurs. En effet, pour un instrument comme la clarinette, les premiers harmoniques de rang pair ont une amplitude beaucoup plus faible que celle des harmoniques de rang impairs. Sans normalisation, les variations d'amplitude du second harmonique n'apparaîtraient pas de façon aussi évidente.

## 2.1. MODÈLE DE RÉSONATEUR MUNI D'UN TROU LATÉRAL EN CONSIDÉRANT DES PERTES LINÉAIRES

De la même manière que pour la méthode par réduction du rayon du trou, on observe une phase de réduction suivie d'une réaugmentation des niveaux.

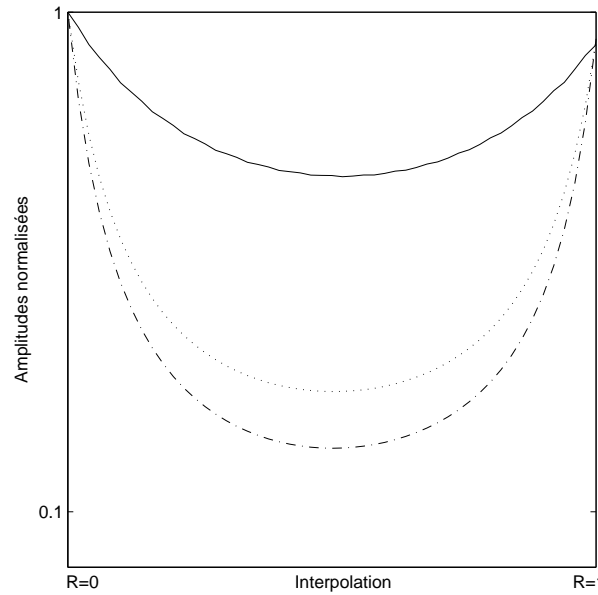


FIGURE 2.9 – Variations des amplitudes (normalisées) des trois premiers pics d'impédance d'un tube muni d'un unique trou latéral. La fermeture du trou latéral a été simulée en effectuant une interpolation linéaire entre les impédances initiale et finale. Les amplitudes ont été normalisées afin de présenter de manière plus évidente les variations des harmoniques de rang supérieurs. Trait plein : harmonique 1 ; pointillés : harmonique 2 ; trait mixte : harmonique 3.

Les impédances obtenues par interpolation et par réduction du rayon du trou (cf. figures 2.5 et 2.8) sont différentes. Ceci n'est pas surprenant étant donné que la méthode par interpolation reste une approximation assez grossière. Néanmoins, les phénomènes majeurs sont reproduits pour les deux méthodes : le glissement fréquentiel des pics et le comportement général de leurs amplitudes. De plus, dans le contexte de synthèse de cette étude, on s'intéresse plus spécifiquement au comportement du modèle complet (au son perçu par l'auditeur). On considère à présent le signal de pression externe obtenu à l'issue de l'interpolation. La figure 2.10 représente le spectrogramme du signal de pression externe obtenu via une interpolation linéaire (cf. exemple sonore n°20 sur le CD d'accompagnement). On note que le niveau des harmoniques rencontre un minimum pour environ  $R = 0.5$ . Ce comportement du spectre est en accord avec celui obtenu pour le modèle physique par réduction du rayon du trou et présenté figure 2.7. Néanmoins, les variations d'amplitudes et de fréquences obtenues par réduction du rayon du trou et par interpolation sont différentes. Ce premier résultat concluant nous incite à persévérer dans cette voie et à affiner le modèle d'interpolation. L'idée est alors d'ajuster la forme de la fonction  $R$ , en faisant correspondre à chaque valeur du rayon du trou  $r_t$  une valeur donnée de  $R$ . Ainsi, il sera possible d'obtenir un signal de synthèse dont la variation fréquentielle ou d'amplitude d'un harmonique donné sera similaire à celle d'un signal expérimental.



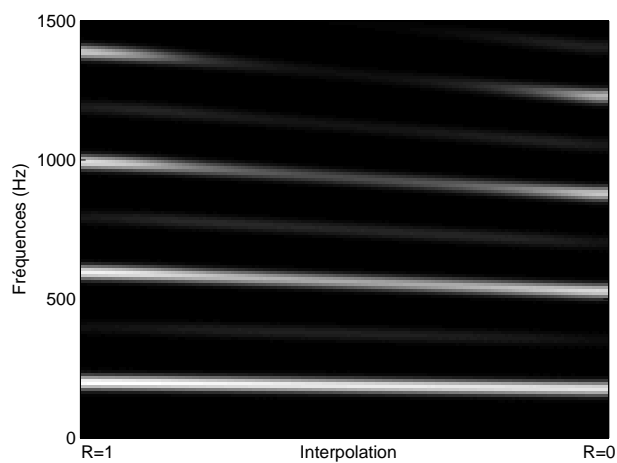


FIGURE 2.10 – *Spectrogramme du signal de pression externe obtenu en simulant la fermeture du trou via une interpolation linéaire (cf. exemple sonore n°20 sur le CD d’accompagnement).*

## 2.2 Optimisation de l'interpolation

### 2.2.1 Glissando

On a précédemment vu que la méthode par interpolation permet d'obtenir un glissando fréquentiel associée à une réduction de l'amplitude des harmoniques au cours de la transition. Ces comportements sont en accord avec ceux obtenus par réduction linéaire du rayon du trou, mais il est nécessaire d'optimiser la forme de la fonction  $R$  afin d'obtenir des variations similaires pour les deux modèles. L'effet perceptif le plus significatif induit par la transition étant le glissando fréquentiel, il apparaît logique, du point de vue de la synthèse, d'optimiser la forme de l'interpolation afin d'obtenir une évolution fréquentielle du premier pic d'impédance semblable à celle obtenu par réduction du rayon du trou, son comportement étant déterminant quant au fonctionnement de l'instrument (cf. Benade [6]). L'évaluation de la rampe optimale se présente comme suit : on calcule l'impédance pour un rayon de trou donné  $r_t$  et on cherche la valeur associée du coefficient  $R$  permettant d'obtenir une fréquence du premier pic d'impédance égale pour les deux méthodes. On répète cette opération pour toutes les valeurs prises par  $r_t$  au cours de la transition. On obtient ainsi un glissando fréquentiel du premier pic similaire pour les deux méthodes. La figure 2.11 présente  $R_{opti}$  en fonction de  $r_t$ . On note la non-linéarité de la relation reliant ces deux coefficients.

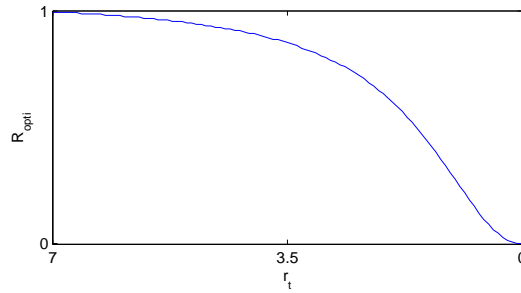


FIGURE 2.11 – Evolution du coefficient  $R_{opti}$  en fonction du rayon du trou  $r_t$  (en mm).

Comme il est représenté sur la figure 2.12, l'utilisation d'une fonction adaptée  $R_{opti}$  (et d'une fonction "inverse"  $R_{opti_{inv}}$ ) permet d'obtenir des variations fréquentielles similaires pour les deux premiers harmoniques (impairs) pour les deux méthodes, et des variations d'amplitude similaires pour le premier harmonique. Les variations fréquentielles du premier pic de l'impédance d'entrée  $Z_e$  du tube avec un trou latéral (cf. figure 2.4), qui est directement liée à la fréquence fondamentale du son, sont de la même forme que celles obtenues pour les signaux de pression externe.

Dans des conditions de jeu normales, les transitions entre les notes sont obtenues en faisant varier continûment  $r_t$  pendant quelques millisecondes. Il est important de noter que, bien que cette interpolation constitue une approximation assez grossière du modèle physique présenté dans la partie 2, la validité du modèle physique dans les situations transitoires prête à critique aussi bien d'un point de vue physique que d'un point de vue traitement du signal. En effet, l'impédance d'entrée (ou la fonction de réflexion) et son équivalent dans le domaine temporel sont définis pour des géométries fixes et des hypothèses de régime stationnaire (ce qui n'est pas le cas ici).

Afin de vérifier la validité l'utilisation de la méthode par interpolation, il est indispensable de comparer les caractéristiques des transitions obtenues par simulation à celles observées expérimentalement.

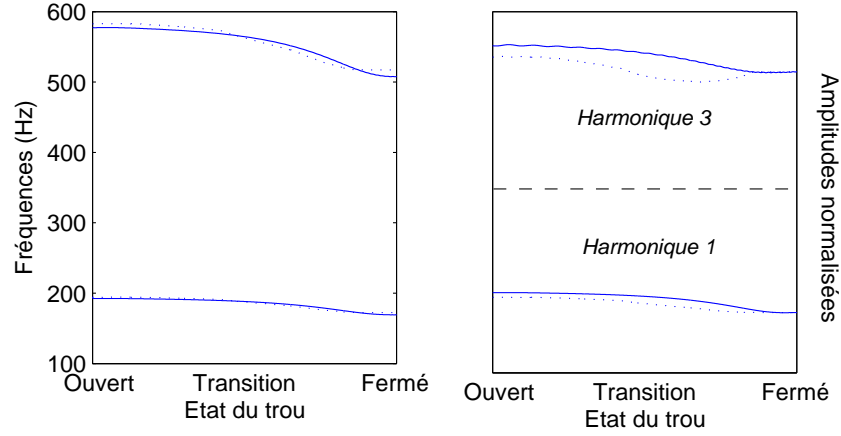


FIGURE 2.12 – Evolution des amplitudes et des fréquences des deux premiers harmoniques impairs de signaux de pression externe obtenues par réduction du rayon du trou (trait plein - exemple sonore n°19) et par interpolation avec une fonction  $R$  adaptée (pointillés - exemple sonore n°21). Les résultats sont présentés en fonction de l'état du trou allant de totalement ouvert à totalement fermé.

### 2.2.2 Sonie du signal de pression externe / Amplitude des harmoniques du signal de pression interne associé

Les mesures sur bouche artificielle ont mis en évidence le lien existant entre les variations du niveau de sonie du signal de pression externe et les variations d'amplitude des harmoniques du signal de pression interne. On compare le comportement de ces grandeurs pour des signaux de synthèse pour chacune des deux méthodes présentées précédemment. Les figures 2.13 et 2.14 montrent comment évolue la sonie des signaux de pression externe ainsi que les amplitudes des harmoniques des signaux de pressions pour chacune des deux méthodes de simulation de transition. Les amplitudes ont parfois été normalisées suivant la formule 2.22. De cette façon, il est plus aisé de comparer les évolutions de chacun des harmoniques.

$$amp_{norm} = \frac{amp - \min(amp)}{\max(amp) - \min(amp)} \quad (2.22)$$

On rappelle que la pression externe est calculée en effectuant la différence entre la somme des pressions et des débits pour l'échantillon  $n$  et l'échantillon  $n - 1$  (cf. équation 7.36).

La figure 2.13 met en évidence que la modélisation par réduction du rayon du trou ne permet pas d'obtenir un comportement similaire à celui observé expérimentalement, les variations de la sonie au cours de la transition étant quasiment négligeables. Cette différence est peut-être due aux approximations faites au sein de ce modèle. D'abord, l'impédance de rayonnement du trou latéral est prise en compte via une simple correction de longueur. La pression à la sortie du trou s'annule. Ces approximations sont tout à fait justifiables lorsque l'on considère, par exemple, un résonateur cylindrique simple. Mais il est possible que celles-ci ne soient plus valides pour ce type de géométrie dans des conditions de jeu réalistes (fort niveau). Tous les harmoniques du signal de pression externe n'ont pas une évolution similaire : tandis que l'amplitude du fondamental ne fait que diminuer au cours de la fermeture, l'amplitude des autres harmoniques chute pour ensuite réaugmenter, phénomène en accord avec

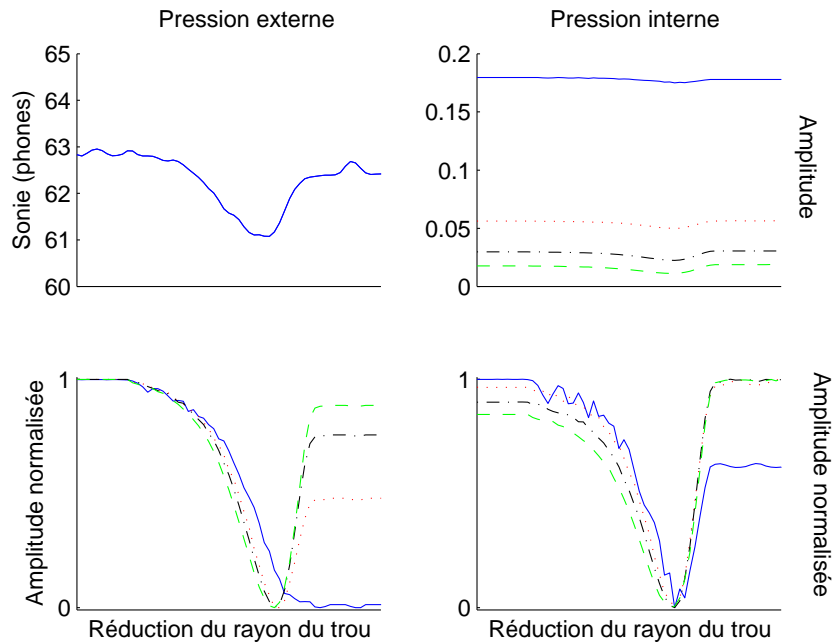


FIGURE 2.13 – Evolution de la sonie et des amplitudes des harmoniques de signaux de synthèse. La transition a été simulée par réduction linéaire du rayon du trou. En haut à gauche : sonie du signal de pression externe (exemple sonore n°19 sur le CD d'accompagnement); en bas à gauche : évolution des amplitudes normalisées du signal de pression externe; à droite : amplitudes du signal de pression interne (exemple sonore n°22) (en haut : non normalisées; en bas : normalisées). Trait plein : harmonique 1; pointillés : harmonique 3; trait mixte : harmonique 5; tirets : harmonique 7.

les variations de sonie. Du point de vue du signal de pression interne, même si tous les harmoniques ne présentent pas des variations parfaitement similaires, tous présentent deux phases distinctes et synchrones de réduction puis de réaugmentation des niveaux. Ces variations sont d'ailleurs en accord avec le comportement de la sonie.

La figure 2.14 présente les résultats obtenus avec le modèle par interpolation. La chute du niveau de la sonie est plus accentuée que pour le modèle complet, et par conséquent que sa forme est plus proche de celle obtenue pour les signaux expérimentaux. Les amplitudes normalisées des harmoniques du signal de pression externe sont assez similaires à celles observées pour le modèle complet. Si l'on compare les écarts de niveaux obtenus pour les deux méthodes, même si après normalisation les variations sont similaires, la méthode par interpolation conduit à des écarts bien plus importants. Ainsi, si l'amplitude du fondamental connaît des variations d'environ 15% pour les deux méthodes, la différence va en s'accroissant avec le rang harmonique. L'amplitude de l'harmonique 7 varie de 40% pour la première méthode et de 80% pour la méthode par interpolation. Ces différences de chute de niveau ont pour conséquence évidente une différence notable au niveau de la sonie, et donc au niveau perceptif, et peuvent s'expliquer par le fait que le premier pic d'impédance connaît des variations d'amplitude plus importantes et sur une plus longue durée pour la méthode par interpolation que pour la méthode par réduction du rayon du trou (cf. figure 2.15). Cette constatation s'applique également aux harmoniques des signaux de pression interne. La partie inférieure droite de la figure 2.14 permet de

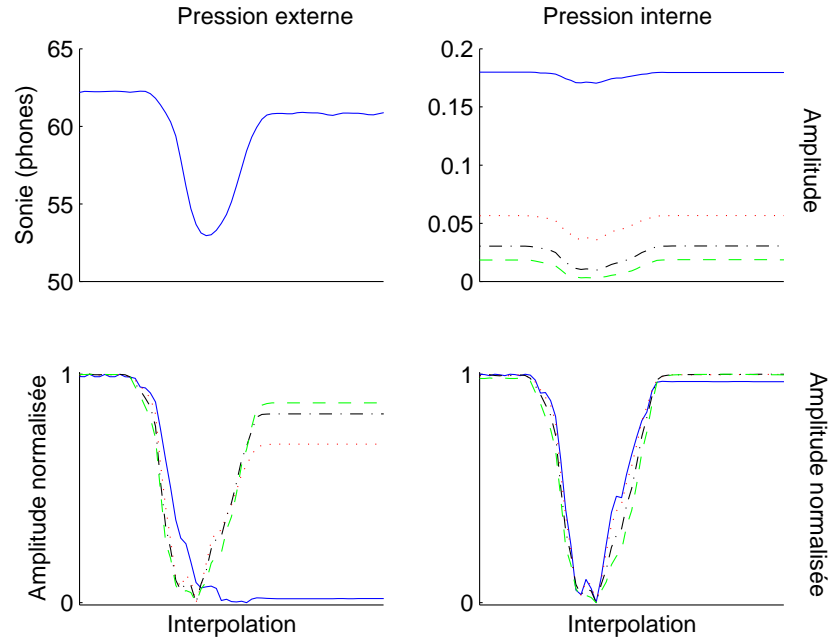


FIGURE 2.14 – Evolution de la sonie et des amplitudes des harmoniques d'un signal de synthèse. La simulation de la fermeture du trou latéral a été simulée par interpolation. En haut à gauche : sonie du signal de pression externe (exemple sonore n°21 sur le CD d'accompagnement) ; en bas à gauche : évolution des amplitudes normalisées du signal de pression externe ; à droite : amplitudes du signal de pression interne (exemple sonore n°23) (non normalisées en haut ; normalisées en bas). Trait plein : harmonique 1 ; pointillés : harmonique 3 ; trait mixte : harmonique 5 ; tirets : harmonique 7.

remarquer que tous les harmoniques du signal interne varient rigoureusement de la même manière. La figure 2.15 permet de mettre en évidence qu'optimiser le coefficient  $R_{opti}$  afin d'obtenir une évolution fréquentielle similaire pour les deux modèles de transition ne permet pas d'optimiser des variations d'amplitude similaires. Par conséquent, il faudrait peut-être optimiser simultanément les coefficients  $R$  et  $R_{inv}$  (en enlevant l'hypothèse  $R + R_{inv} = 1$ ) pour pouvoir ajuster les variations d'amplitude.

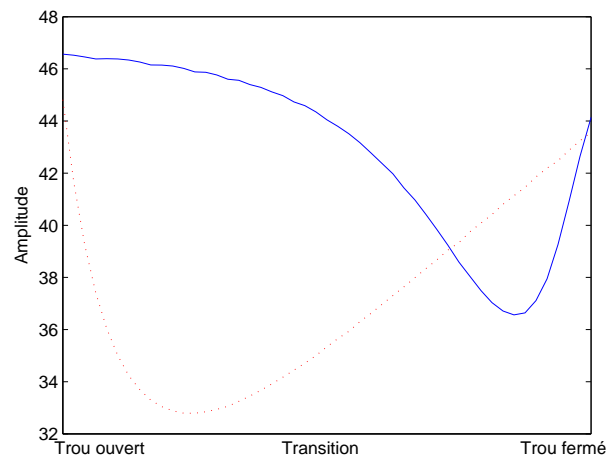


FIGURE 2.15 – Evolution de l'amplitude du premier pic d'impédance. Trait plein : transition simulée par réduction du rayon du trou latéral. Tirets : transition simulée par interpolation.

### 2.2.3 Descripteurs liés au timbre

L'étude des signaux expérimentaux a montré que le centre de gravité, le flux spectral ou encore le poids de différents groupes d'harmoniques avaient des comportements systématiques lors de la transition d'un doigté à un autre. De la même manière, on cherche à observer comment évoluent ces descripteurs pour des signaux synthétisés avec chacune des deux méthodes (cf. exemples sonores n°19 et n°21). Afin d'éviter d'alourdir la lecture de ce manuscrit, les figures et détails sont reportés en annexe 8. Ce paragraphe résume ces résultats.

Au cours de la transition, la valeur du centre de gravité varie de manière beaucoup plus significative dans le cas où la synthèse est effectuée avec le modèle par interpolation. Ce comportement, similaire à celui observé pour les variations de sonie, laisse supposer que le modèle "approché" permet d'obtenir un résultat perceptif plus fidèle à l'expérience. Les variations des trois tristimuli ont été analysées pour les deux modèles de synthèse. A nouveau, la méthode par réduction du rayon du trou latéral ne permet pas d'obtenir des variations significatives du poids des différentes parties. La méthode par interpolation permet d'obtenir des variations plus importantes, de par une chute importante du niveau du troisième tristimulus et une augmentation des deux autres, ce qui signifie que le poids des harmoniques supérieurs, d'un point de vue perceptif, est réduit durant la transition. Enfin, la sonie en fonction de la parité des harmoniques pairs est étudiée. Les taux de variations sont alors similaires pour les deux méthodes, la différence majeure étant que l'effet est plus étalé dans le temps pour la méthode par interpolation, les effets de la transition sur l'impédance apparaissant plus rapidement pour la méthode par interpolation (cf. figure 2.15).

### 2.2.4 Signaux de pression interne

Le modèle de synthèse présenté dans cette étude est basé, en premier lieu, sur le calcul de la pression et du débit internes. On peut donc, similairement à l'étude sur bouche artificielle, étudier les propriétés de certains descripteurs pour les signaux de pression interne issus de la simulation (cf. exemples sonores n°22 et n°23). Étant donné que l'étude de la sonie d'un signal de pression interne n'a perceptivement pas de sens, on ne l'étudiera pas. Le lien qui existe entre la sonie du signal de pression externe et l'amplitude des harmoniques du signal de pression interne a par ailleurs été traité auparavant dans la section 2.2.2. Comme pour le paragraphe précédent, les figures et détails sont reportés en annexe 8, ce paragraphe résumant ces résultats.

Comme pour les mesures sur bouche artificielle, durant la transition, le "poids" du fondamental augmente par rapport aux deux autres tristimuli, les deux méthodes conduisant à des variations de formes similaires. Mais comme pour les signaux de pression externe, la méthode par interpolation, permet d'obtenir des variations plus importantes que le modèle par réduction du rayon. Ensuite, l'amplitude du signal "pair" est faible comparée à celle du signal impair. Ce phénomène est assez logique si l'on se rappelle que dans la clarinette l'amplitude des premiers harmoniques impairs est extrêmement importante par rapport aux autres harmoniques. De plus, en régime "normal", pour un résonateur cylindrique, le signal de pression interne est quasiment dépourvu d'harmoniques pairs. Or, durant la fermeture le poids des harmoniques impairs chute. Si l'on considère que l'amplitude du signal "pair" est très faible, ceci signifie que durant la transition l'amplitude du fondamental augmente (ce qui est confirmé par l'étude par tristimulus).

### 2.2.5 Conclusions

Le modèle par interpolation a été optimisé afin d'obtenir une évolution fréquentielle similaire à celle obtenue par réduction du rayon du trou. Ce premier effet perceptif est logiquement bien reproduit par la méthode par interpolation. Néanmoins, la correspondance fréquentielle ne permet pas d'obtenir des variations d'amplitude aussi semblables et par conséquent les autres attributs perceptifs (sonie et évolution de la brillance/timbre) concordent moins, les variations étant plus accentuées dans le cas de l'interpolation. Il est à présent important de comparer ces résultats avec les mesures, afin d'évaluer le réalisme perceptif des modèles de synthèse.



## 2.3 Comparaison entre signaux expérimentaux et signaux de synthèse

Comparons les évolutions des descripteurs liés aux trois attributs perceptifs (glissando fréquentiel, niveau de sonie, brillance du son) dont les caractéristiques varient au cours de la transition entre deux notes pour les signaux expérimentaux et synthétisés. Afin de rendre la comparaison pertinente, nous avons ajusté la pression d'alimentation imposée en entrée des signaux de synthèse afin d'obtenir des signaux dont le timbre et l'intensité (dans la partie initiale) soient proches de ceux des signaux expérimentaux. Cette manipulation permet d'obtenir une sonie initiale du même ordre pour tous les signaux (cf. figure 2.17) et de faire sorte que les comparaisons des comportements des descripteurs impliquant des calculs de sonie soient pertinentes.

### 2.3.1 Glissando fréquentiel

On considère d'abord les variations fréquentielles. La figure 2.16 présente l'évolution de la fréquence fondamentale pour un signal expérimental, un signal issu de simulation par réduction du rayon du trou et un signal simulé obtenu par interpolation (cf. respectivement les exemples sonores n°, 19 et 21). Les variations fréquentielles obtenues pour les deux méthodes de synthèse sont en accord avec celles observées expérimentalement (il a été montré précédemment que cette évolution est indépendante du musicien ou de la technique utilisée). Étant donné que le modèle de transition par interpolation permet d'obtenir des variations fréquentielles comparable à celles obtenues avec la méthode par réduction de trou, elle apparaît donc à même de reproduire l'effet perceptif de glissando.

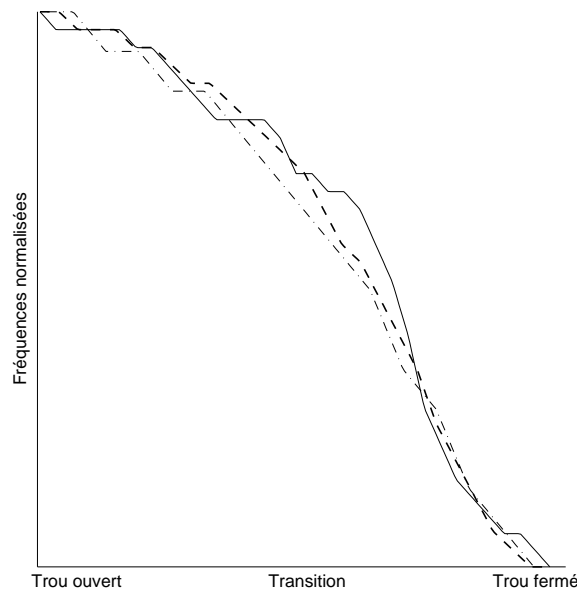


FIGURE 2.16 – Evolution de la fréquence du premier harmonique d'un signal de pression externe mesuré (trait plein), d'un signal simulé par réduction du rayon du trou (tirets) et d'un signal simulé par interpolation (trait mixte). Les résultats sont présentés en fonction de l'état du trou allant de totalement ouvert à totalement fermé.

### 2.3.2 Sonie

Le second paramètre perceptif retenu est la sonie. La figure 2.17 présente l'évolution du niveau de sonie pour deux signaux expérimentaux obtenus pour chaque technique de fermeture utilisée par le musicien et deux signaux de synthèse (transition simulée par réduction du rayon du trou ou par interpolation). La sonie du signal synthétisé via la méthode par réduction du trou présente une évolution qui n'est pas en accord avec celle observée expérimentalement alors que la méthode par interpolation fournit un meilleur résultat, la forme de "vallée" étant bien reproduite. Il est évident qu'il existe une différence avec les mesures mais le comportement principal, à savoir la réduction du niveau de sonie durant la fermeture, apparaît bien. En conclusion, alors que la méthode par interpolation est une approximation de la méthode par réduction du rayon du trou, les résultats sont plus proches de l'expérience, ce qui peut s'expliquer par le fait que les variations d'amplitude des harmoniques du signal de pression interne sont plus importantes lorsque la transition est simulée par interpolation plutôt que par réduction du rayon du trou latéral (cf. paragraphe 2.2.2).

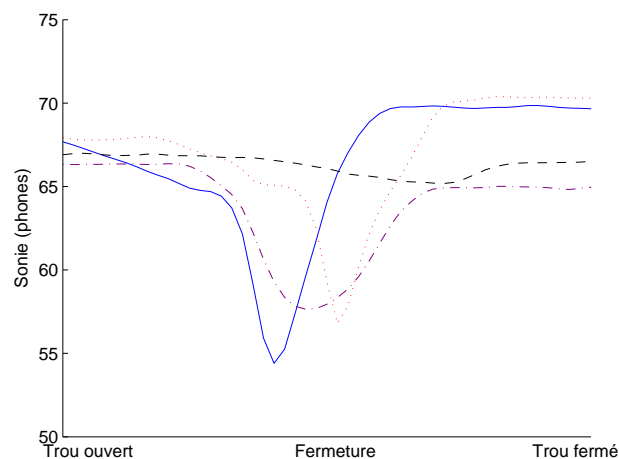


FIGURE 2.17 – Evolution de la sonie de signaux de pression externe mesurés et simulés. Trait plein : signal mesuré obtenu en approchant le doigt ; pointillés : signal mesuré obtenu en glissant le doigt ; trait mixte : signal simulé avec la méthode par interpolation ; tirets : signal simulé avec la méthode par réduction du rayon du trou.

### 2.3.3 Descripteurs liés au timbre

Les variations de timbre sont étudiées grâce au centre de gravité spectral, au flux spectral, à la méthode par tristimulus et à l'étude du rapport entre harmoniques pairs et impairs. Les mesures sur bouche artificielle ont montré que les valeurs de ces descripteurs dépendent fortement des paramètres de contrôle, il est donc difficile de comparer objectivement les comportements observés sur des signaux mesurés et sur des signaux simulés comme on a pu le faire pour le glissando fréquentiel par exemple. Dans le cadre de cette étude, on désire obtenir des évolutions de certains attributs perceptifs des signaux de synthèse qui soient proches de celles observées expérimentalement. Les signaux mesurés ont montré que, globalement, la valeur du centre de gravité est réduite durant la transition. Ceci s'explique par

la diminution de la hauteur du premier pic d'impédance. De même, les variations du flux spectral ont mis en évidence une variation du contenu spectral. Les variations de poids des harmoniques au cours de la fermeture (rapport pair/impair et méthode par tristimulus) ne présentent pas de résultats similaires pour les deux séries de mesures (avec musicien et avec bouche artificielle). Ainsi, même si le poids des harmoniques de rang élevé est systématiquement réduit au cours de la transition, le rapport pair/impair ou encore le poids de la bande fréquentielle correspondant au second tristimulus connaissent des variations différentes lorsque l'instrument est joué par une bouche artificielle ou par un musicien.

Pour la méthode par réduction dynamique du rayon du trou latéral, l'évolution du centre de gravité spectral est assez faible comparée à celle observée expérimentalement. D'un autre côté, la méthode par interpolation permet d'obtenir cette réduction de la valeur du centre de gravité. De même pour l'étude du tristimulus ou du rapport pair/impair, la méthode par interpolation permet d'obtenir des variations plus prononcées, et finalement plus en accord avec les mesures. Ce modèle apparaît une nouvelle fois plus à même de reproduire les effets observés expérimentalement.

### 2.3.4 Pression interne

En ce qui concerne les signaux de pression interne, les études du poids pair/impair ainsi que des tristimuli permettent de confirmer que les deux modèles de synthèse permettent d'obtenir des variations semblables à celles observées avec la bouche artificielle. En effet, dans tous les cas, la transition est accompagnée d'une augmentation de l'amplitude du fondamental et d'une réduction de l'amplitude des deux autres tristimuli. De plus, l'amplitude du signal "pair" est extrêmement faible en comparaison de celle du signal "impair" qui voit son poids fortement réduit durant la transition. Malgré tout, le modèle par réduction du rayon du trou latéral conduit toujours à des variations plus atténuées et au final les résultats obtenus avec le modèle approché apparaissent plus proches des mesures. Ceci peut être dû au fait que le modèle de trou considéré ne prend pas en compte le fait que, afin de préserver au maximum la simplicité du modèle, le rayon à la sortie du trou est inférieur au rayon d'entrée et que les pertes sont considérées comme étant linéaires. Ignorer certains phénomènes peut conduire à une sous-estimation des pertes durant la transition et par conséquent, à des variations d'amplitudes moindres.

## 2.4 Conclusions

La comparaison des résultats obtenus expérimentalement et par synthèse a permis de mettre en évidence que l'idée initiale de réduction du rayon du trou latéral permet d'obtenir l'effet de glissando escompté. Ainsi, le premier et principal effet perceptif est bien reproduit par ce modèle simple. Mais celui-ci semble inadapté en ce qui concerne la réduction du niveau de sonie ou encore de la brillance du son au cours de la fermeture. Le modèle approché, qui consiste en une simple interpolation, est calibré de sorte à reproduire le glissando fréquentiel du modèle complet. L'effet de glissando est donc similaire pour les deux méthodes. Le modèle approché permet d'obtenir des variations de sonie et de timbre plus en accord avec les mesures que le modèle complet. Les mesures sur un saxophone (détaillées en Annexe 9) ont montré que les effets perceptifs mis en évidence pour la clarinette sont également présents pour cet instrument. L'adaptation du modèle par interpolation à une perce conique a permis de montrer que celui-ci permet également de reproduire les variations des principaux attributs perceptifs pour une

géométrie plus complexe qu'un simple cylindre mais qu'en revanche, les variations des descripteurs de timbre en fonction des paramètres de contrôle n'étaient pas reproduites par le modèle. Afin d'améliorer le modèle de fermeture de trou latéral, nous allons à présent prendre en compte des pertes non linéaires au niveau du trou.



# Chapitre 3

## Prise en compte des pertes non linéaires au niveau du trou latéral

### 3.1 Modèle physique prenant en compte les pertes non linéaires dans le trou latéral

Le modèle d'instrument type clarinette muni d'un trou latéral décrit dans la partie 2.1.1 permet de reproduire certains des effets caractéristiques induits par une transition entre deux notes. La confrontation avec les résultats expérimentaux a montré que si ce modèle (au sein duquel les pertes dans le trou sont considérées comme étant linéaires) engendrait des comportements qualitativement similaires à ceux observés expérimentalement, il pouvait être encore amélioré afin d'obtenir des variations de sonie et de brillance se rapprochant d'avantage de celles observées expérimentalement. Ainsi, en ce qui concerne le modèle de trou latéral, la méthode par interpolation fournit des résultats plus en accord avec l'expérience. Malgré tout, nous avons vu que dans le cas du modèle de saxophone (cf. annexe 9), la diminution de sonie pendant la transition semble indépendante de la pression d'alimentation, contrairement à l'expérience. Bien que dans le cas du saxophone, la dimension d'un trou ouvert soit considérablement plus grande que dans le cas d'une clarinette, on peut supposer l'existence de pertes non linéaires lors de la fermeture d'un trou. Dans une étude préliminaire détaillée en annexe 10, des pertes non linéaires ont été intégrées à la sortie d'un modèle de tuyau cylindrique. On a alors montré que les pertes non linéaires ont une influence significative sur le comportement du système total. Pour ces raisons, dans cette partie, ces pertes non linéaires sont intégrées au niveau du modèle dynamique de trou latéral présenté section 2.1.2.

#### 3.1.1 Modèle numérique

La figure 3.1 présente le schéma du 'modèle tube et trou latéral' que l'on va modéliser numériquement par la suite,  $p_i$ ,  $u_i$  et  $L_i$  représentant respectivement les pressions, débits et longueurs. Des pertes non linéaires (définies dans le domaine temporel) vont être incluses au niveau de la relation entre  $p_t$  et  $u_t$  et se substituent à la relation linéaire  $\frac{P_t(\omega)}{U_t(\omega)} = Z_t(\omega)$  présentée paragraphe 7.2.2.

Dans un premier temps, on définit le système d'équations caractérisant le débit d'entrée  $u_e(n)$  et la pression  $p_e(n)$  en fonction de  $u_1$ ,  $p_1$  et des échantillons passés.  $\alpha_{11}$  et  $\beta_{01}$  correspondent aux

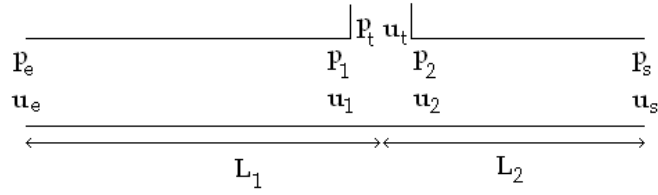


FIGURE 3.1 – Schéma du modèle de résonateur avec trou latéral.  $p_i$  les pressions,  $u_i$  les débits et  $L_i$  les longueurs.

coefficients du filtre de propagation sur une longueur  $L_1$ ,  $Z_c = \rho c/S$  est l'impédance caractéristique du tube principal et  $D_1$  le retard correspondant à la longueur  $L_1$  comme décrit équation 10.6.

$$\begin{cases} p_1(n - D_1) + Z_c u_1(n - D_1) = \alpha_{11}[p_1(n - D_1 - 1) + Z_c u_1(n - D_1 - 1)] \\ \quad + \beta_{01}[p_e(n - 2D_1) + u_e(n - 2D_1)] \\ p_e(n) = Z_c u_e(n) + \alpha_{11}[p_e(n - 1) - Z_c u_e(n - 1)] + \beta_{01}[p_1(n - D_1) - Z_c u_1(n - D_1)] \end{cases} \quad (3.1)$$

On considère les pertes non linéaires dans le trou latéral. Comme pour le résonateur avec terminaison non linéaire (cf. annexe 10, équation 10.15), la pression acoustique à la sortie du trou est écrite comme suit. On précise que l'on suppose que la majeure partie de l'énergie est rayonnée au niveau du trou et que, par conséquent, on peut négliger les effets non linéaires à l'extrémité du résonateur principal.

$$p_t(n) = \alpha \text{sign}(u_t(n)) u_t(n)^2 \quad (3.2)$$

Les pression et débit  $p_2(n)$  et  $u_2(n)$  sont exprimés en fonction des échantillons passés et de  $p_s$  et  $u_s$  les pression et débit de sortie.  $\alpha_{12}$  et  $\beta_{02}$  correspondent aux coefficients du filtre de propagation sur une longueur  $L_2$  et  $D_2$  au retard sur la longueur  $L_2$ .

$$\begin{cases} p_s(n - D_2) + Z_c u_s(n - D_2) = \alpha_{12}[p_s(n - D_2 - 1) + Z_c u_s(n - D_2 - 1)] \\ \quad + \beta_{02}[p_2(n - 2D_2) + Z_c u_2(n - 2D_2)] \\ p_2(n) = Z_c u_2(n) + \alpha_{12}[p_2(n - 1) - Z_c u_2(n - 1)] + \beta_{02}[p_s(n - D_2) - Z_c u_s(n - D_2)] \end{cases} \quad (3.3)$$

On considère que la pression s'annule à l'extrémité ouverte du système :

$$p_s(n) = 0 \quad (3.4)$$

D'après l'équation 3.4 et le système d'équations 3.3, on obtient finalement :

$$p_t(n) = Z_c u_2(n) + \alpha_{12}[p_t(n - 1) - Z_c u_2(n - 1)] - \beta_{02}^2[p_t(n - 2D_2) + Z_c u_2(n - 2D_2)] - \alpha_{12}\beta_{02}Z_c u_s(n - D_2 - 1) \quad (3.5)$$

On retarde l'équation 3.5 de  $D_1$ . On obtient alors :

$$p_t(n - D_1) = Z_c u_2(n - D_1) + \alpha_{12}[p_t(n - D_1 - 1) - Z_c u_2(n - D_1 - 1)] - \beta_{02}^2[p_t(n - D_1 - 2D_2) + Z_c u_2(n - D_1 - 2D_2)] - \alpha_{12}\beta_{02}Z_c u_s(n - D_1 - D_2 - 1) \quad (3.6)$$

### 3.1. MODÈLE PHYSIQUE PRENANT EN COMPTE LES PERTES NON LINÉAIRES DANS LE TROU LATÉRAL

En additionnant la première équation du système 3.1 et l'équation 3.6 et en considérant l'équation 3.2, on obtient l'équation du second ordre qui suit :

$$2\alpha \text{sign}(u_t(n - D_1))u_t^2(n - D_1) + Z_c u_t(n - D_1) - V_t = 0 \quad (3.7)$$

avec :

$$\begin{aligned} V_t &= V_{11} + V_{12} + V_{21} + V_1 + V_2 \\ V_{11} &= \alpha_{11}[p_t(n - D_1 - 1) + Z_c u_1(n - D_1 - 1)] \\ V_1 &= \beta_{01}[p_e(n - 2D_1) + Z_c u_e(n - 2D_1)] \\ V_2 &= -\beta_{02}^2[p_t(n - D_1 - 2D_2) + Z_c u_2(n - D_1 - 2D_2)] \\ V_{12} &= -\alpha_{12}\beta_{02} - Z_c u_s(n - D_1 - D_2 - 1) \\ V_{21} &= \alpha_{12}[p_t(n - D_1 - 1) - Z_c u_2(n - D_1 - 1)] \end{aligned} \quad (3.8)$$

Après quelques calculs, on peut formuler  $u_t(n - D_1)$  comme suit :

$$u_t(n - D_1) = \frac{Z_c}{4\alpha} \text{sign}(V_t) \left[ -1 + \sqrt{1 + \frac{8\alpha \text{sign}(V_t)V_t}{Z_c^2}} \right] \quad (3.9)$$

L'équation 3.2 donne l'expression de  $p_t(n - D_1)$  en fonction de  $u_t(n - D_1)$

$$p_t(n) = \alpha \text{sign}(u_t(n))u_t(n)^2 \quad (3.10)$$

La première équation du système 3.1 donne  $Z_c u_1(n - D_1)$  :

$$Z_c u_1(n - D_1) = -p_t(n - D_1) + V_1 + V_{11} \quad (3.11)$$

L'équation 3.6 permet d'obtenir l'expression de  $Z_c u_2(n - D_1)$  :

$$Z_c u_2(n - D_1) = p_t(n - D_1) - V_2 - V_{12} - V_{21} \quad (3.12)$$

Finalement, la seconde équation du système 3.1 permet d'exprimer  $p_e(n)$  en fonction de  $u_e(n)$  et du passé :

$$p_e(n) = Z_c u_e(n) + \alpha_{11}[p_e(n - 1) - Z_c u_e(n - 1)] + \beta_{01}[p_t(n - D_1) - Z_c u_1(n - D_1)] \quad (3.13)$$

Pour tout échantillon  $n$ , le processus permettant de calculer  $p_e(n)$  en fonction d'un débit d'entrée donné  $u_e(n)$  consiste à :

- calculer successivement  $V_1, V_2, V_{12}, V_{21}, V_{11}, V_t$  avec l'équation 3.8 ;
- calculer  $u_t$  avec l'équation 3.9 ;
- calculer  $p_t$  avec l'équation 3.10 ;
- calculer  $u_1$  avec l'équation 3.11 ;
- calculer  $u_2$  avec l'équation 3.12 ;
- calculer  $p_e$  avec l'équation 3.13.



### 3.1.2 Modèle numérique adimensionné

Afin d'intégrer ce modèle de résonateur au sein d'un modèle d'instrument complet incluant une anche ainsi qu'un couplage non linéaire à l'entrée du résonateur, on utilise à nouveau les variables adimensionnées définies par Wilson et Beavers [87] :  $\tilde{p}_{e,s,1,t} = \frac{p_{e,s,1,t}}{p_M}$  et  $\tilde{u}_{e,s,1,t} = Z_c \frac{u_{e,s,1,t}}{p_M}$  où  $p_M$  est la pression de placage statique de l'anche. Après changement de variables, on obtient les formulations suivantes :

$$\tilde{p}_e(n) = \tilde{u}_e(n) + \alpha_{11}[\tilde{p}_e(n-1) - \tilde{u}_e(n-1)] + \beta_{01}[\tilde{p}_t(n-D_1) - \tilde{u}_1(n-D_1)] \quad (3.14)$$

$$\tilde{u}_2(n-D_1) = \tilde{p}_t(n-D_1) - \tilde{V}_2 - \tilde{V}_{12} - \tilde{V}_{21} \quad (3.15)$$

avec :

$$\begin{aligned} \tilde{V}_2 &= -\beta_{02}^2[\tilde{p}_t(n-D_1-2D_2) + \tilde{u}_2(n-D_1-2D_2)] \\ \tilde{V}_{12} &= -\alpha_{12}\beta_{02}\tilde{u}_s(n-D_1-D_2-1) \\ \tilde{V}_{21} &= \alpha_{12}[\tilde{p}_t(n-D_1-1) - \tilde{u}_2(n-D_1-1)] \\ \tilde{u}_1(n-D_1) &= -\tilde{p}_t(n-D_1) + \tilde{V}_1 + \tilde{V}_{11} \end{aligned} \quad (3.16)$$

avec :

$$\begin{aligned} \tilde{V}_{11} &= \alpha_{11}[\tilde{p}_t(n-D_1-1) + \tilde{u}_1(n-D_1-1)] \\ \tilde{V}_1 &= \beta_{01}[\tilde{p}_e(n-2D_1) + \tilde{u}_e(n-2D_1)] \\ \tilde{p}_t(n) &= \tilde{\alpha} \text{sign}(\tilde{u}_t(n))\tilde{u}_t(n)^2 \end{aligned} \quad (3.17)$$

avec :

$$\tilde{\alpha} = \frac{0.6p_M S^2}{\rho c^2 S_t^2} \quad (3.18)$$

$$\tilde{u}_s(n-D_2) = \alpha_{12}\tilde{u}_s(n-D_2-1) + \beta_{02}[\tilde{p}_t(n-2D_2) + \tilde{u}_2(n-2D_2)] \quad (3.19)$$

et finalement :

$$\tilde{u}_t(n-D_1) = \frac{1}{4\tilde{\alpha}} \text{sign}(\tilde{V}_t)[-1 + \sqrt{1 + 8\tilde{\alpha} \text{sign}(\tilde{V}_t)(\tilde{V}_t)}] \quad (3.20)$$

avec  $\tilde{V}_t = \tilde{V}_{11} + \tilde{V}_{12} + \tilde{V}_{21} + \tilde{V}_1 + \tilde{V}_2$

Comme pour le modèle décrit paragraphe 2.1.2, la fermeture du trou latéral est simulée en réduisant linéairement le rayon de celui-ci. La figure 3.2 montre comment évoluent les transformées de Fourier des réponses impulsionnelles du résonateur. Chaque ligne horizontale correspond au spectre obtenu pour une valeur donnée de  $r_t$ . La prise en compte des non-linéarités a pour conséquence un passage

### 3.1. MODÈLE PHYSIQUE PRENANT EN COMPTE LES PERTES NON LINÉAIRES DANS LE TROU LATÉRAL

plus marqué du spectre initial au spectre final que dans le cas où le rôle du trou latéral est considéré linéaire (cf. figure 2.2). L'effet de glissement fréquentiel est toujours présent mais la réduction du rayon semble avoir une influence importante sur l'amplitude des pics. Les pertes non linéaires ont donc une influence significative sur la réponse du résonateur, il est à présent essentiel, dans un contexte de synthèse, d'observer le comportement du modèle pendant les auto-oscillations.

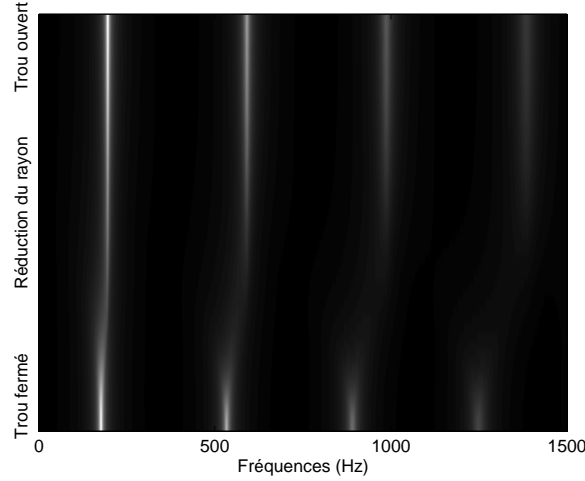


FIGURE 3.2 – Evolution des transformées de Fourier des réponses impulsionnelles d'un tube cylindrique muni d'un unique trou latéral en fonction de l'état du trou en considérant les pertes non linéaires au niveau de celui-ci. La fermeture est simulée par réduction linéaire de son rayon  $r_t$ . Ouvert :  $r_t$  est égal à  $3.5mm$  ; Fermé :  $r_t$  est nul. Le rayon du tube  $r_{clari}$  est de  $8mm$ . Chaque ligne horizontale correspond au spectre obtenu pour une valeur donnée de  $r_t$ .

La figure 3.3 montre le spectrogramme du signal de pression externe obtenu avec le modèle de synthèse incluant des pertes non linéaires dans le trou (exemple sonore n°24) : l'effet de glissando est toujours bien reproduit. Les variations de paramètres objectifs et psycho-physiques seront étudiées dans la partie 3.2.

#### Remarque

Si l'on étudie la stabilité du modèle lorsque le rayon  $r_t$  tend vers 0 : d'après l'équation 3.18, lorsque  $r_t \rightarrow 0$ ,  $\tilde{\alpha} \rightarrow \infty$ . Par conséquent, d'après l'équation 3.20,  $u_t \rightarrow 0$ . D'après les équations 3.20 et 3.17, on a :

$$\begin{aligned} |\tilde{p}_t(n)| &= \tilde{\alpha} \frac{1}{16\tilde{\alpha}^2} [1 - 2\sqrt{1 + 8\tilde{\alpha} \text{sign}(\tilde{V}_t)(\tilde{V}_t)} + 1 + 8\tilde{\alpha} \text{sign}(\tilde{V}_t)(\tilde{V}_t)] \\ &= \frac{1}{8\tilde{\alpha}} - \frac{\sqrt{1 + 8\tilde{\alpha} \text{sign}(\tilde{V}_t)(\tilde{V}_t)}}{8\tilde{\alpha}} + \frac{\text{sign}(\tilde{V}_t)(\tilde{V}_t)}{2} \end{aligned} \quad (3.21)$$

Donc lorsque  $\tilde{\alpha} \rightarrow \infty$ ,  $|\tilde{p}_t(n)| \rightarrow \frac{|\tilde{V}_t|}{2}$ . Le modèle est donc stable.

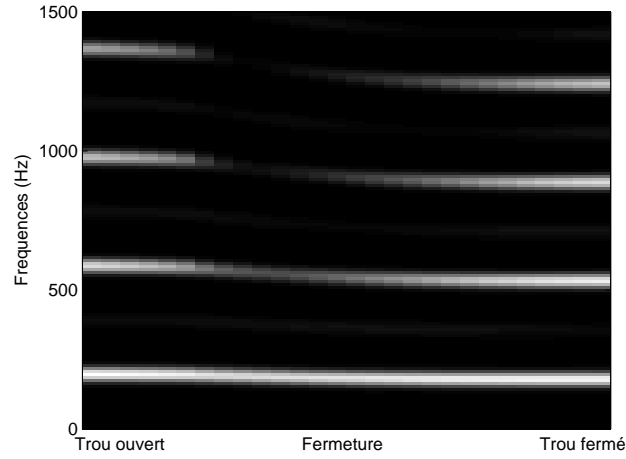


FIGURE 3.3 – Spectrogramme d'un signal de pression externe obtenu avec le modèle de synthèse incluant des pertes non linéaires dans le trou latéral (exemple sonore n°24).

### 3.1.3 Modèle simplifié / interpolation

Similairement au modèle décrit partie 2.1.3, on désire trouver une expression très simplifiée du modèle tout en préservant ses propriétés principales. On se base sur la méthode de transition par interpolation. Pour ce faire, lorsque le trou latéral est totalement ouvert, on considère le tube de longueur  $L_1$  en imposant une terminaison non linéaire à l'extrémité ouverte de celui-ci. La formulation numérique du résonateur de l'instrument a été développée en annexe 10 (cf. système d'équations 10.26) et son expression est rappelée ici :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{V}_s = b_0(\tilde{p}_e(n - 2D) + \tilde{u}_e(n - 2D)) \\ \tilde{V}_1 = a_1[\tilde{p}_e(n - 1) - \tilde{u}_e(n - 1)] \\ \quad - \tilde{V}_s + 2\text{sign}(\tilde{V}_s) \frac{\tilde{\alpha}}{\beta_{0ap}} \tilde{V}_s^2 \\ \tilde{p}_e(n) = \tilde{u}_e(n) + \tilde{V}_1 \end{array} \right. \quad (3.22)$$

Par ailleurs, on exprime la pression d'entrée  $p_e(n)$  lorsque le trou latéral est totalement fermé. On considère donc un tuyau de longueur  $L_1 + L_2$  avec une terminaison linéaire, les effets non linéaires étant négligeables lorsque le trou est fermé :

$$\left\{ \begin{array}{l} \widetilde{V_{tot}} = a_{1tot}[\tilde{p}_e(n - 1) - \tilde{u}_e(n - 1)] - b_{0tot}[\tilde{p}_e(n - 2(D_1 + D_2)) - \tilde{u}_e(n - 2(D_1 + D_2))] \\ \tilde{p}_e(n) = \tilde{u}_e(n) + \widetilde{V_{tot}} \end{array} \right. \quad (3.23)$$

$V_1$  et  $V_{tot}$  correspondent respectivement aux géométries initiale et finale (cf. équations 3.22 et 3.23). Lors de la transition, on effectue une interpolation linéaire entre les deux coefficients  $V_1$  (non linéaire) et  $V_{tot}$  (linéaire) de la forme  $RV_1 + (1 - R)V_{tot}$ . Le résultat de cette interpolation est alors injecté dans la non-linéarité du système, on a donc une fonction non linéaire de l'interpolation linéaire :  $f_{NL}^o(RV_1 +$

$(1 - R)V_{tot}$ ). On a préféré cette solution à une solution de la forme  $Rf_{NL_1}^o(V_1) + (1 - R)f_{NL_2}^o(V_{tot})$  consistant en une interpolation linéaire sur des fonctions non linéaires de  $V_1$  et  $V_{tot}$  pour des raisons d'optimisation des calculs et de facilité d'implémentation. Ce modèle simplifié prend donc en compte les pertes non linéaires dans le trou latéral dans une formulation simplifiée, semblable à l'équation 2.20, correspondant au modèle linéaire. Ceci ne nécessite alors que la prise en compte d'un terme au carré dans le coefficient  $V_1$ . La figure 3.4 présente le spectrogramme d'un signal de pression externe obtenu en simulant la transition grâce à cette méthode par interpolation (exemple sonore n°25) - avec une fonction adaptée de la même manière que dans la partie 2.2, afin d'obtenir un glissando fréquentiel du premier harmonique similaire à celui obtenu par réduction du rayon du trou latéral - en prenant en compte les pertes non linéaires lorsque le trou est ouvert. Il faut remarquer que ce modèle correspond uniquement à une fermeture de trou dans la mesure où la non-linéarité est présente pendant l'état initial de la transition, mais absente de l'état final. Dans une mise en oeuvre temps-réel, il serait nécessaire de traiter différemment le cas de l'ouverture d'un trou. De plus, contrairement au modèle présenté section 3.1.2 dans lequel  $\tilde{\alpha}$  dépend du rayon variable pendant la transition, ce modèle simplifié ne tient pas compte de l'importance variable de la non-linéarité pendant la transition ( $\tilde{\alpha}$  correspondant au trou totalement ouvert). Enfin, compte tenu du fait que  $\tilde{\alpha}$  tend vers l'infini lorsque  $r_t$  tend vers 0, il n'est pas possible d'utiliser la formulation simplifiée  $p_e = b_0 u_e + V + \tilde{\alpha}|V|V$  pour modéliser le rôle non linéaire du trou. D'un point de vue de la synthèse temps-réel, il serait alors nécessaire d'utiliser l'expression 10.23, plus coûteuse en temps de calcul que l'expression 10.25.

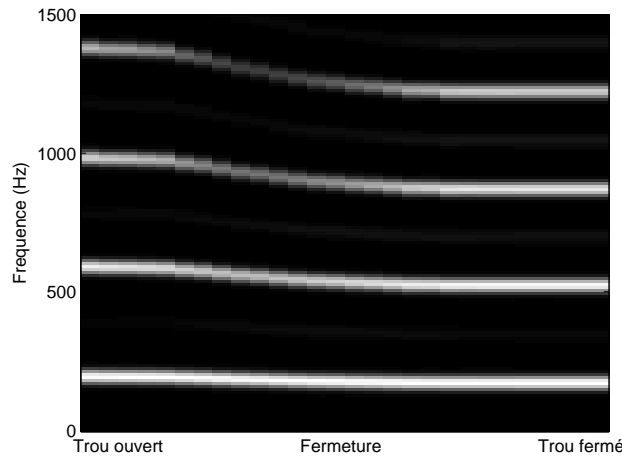


FIGURE 3.4 – Spectrogramme d'un signal de pression externe obtenu en simulant la transition grâce à cette méthode par interpolation (avec une fonction adaptée) en prenant en compte les pertes non linéaires dans le trou (exemple sonore n°25).

## 3.2 Comparaison des différents modèles de synthèse

Il est à présent nécessaire d'observer les conséquences de l'introduction de pertes non linéaires au niveau du trou latéral, ainsi que la validité du modèle par interpolation. On a vu précédemment expérimentalement que la transition entre deux notes implique plusieurs effets perceptifs importants :

glissando fréquentiel, réduction de la sonie et réduction de la brillance. Il a été montré que le modèle avec pertes linéaires nécessitait d'être amélioré afin d'obtenir de meilleurs comportements concernant les variations de sonie ou de timbre (cf. partie 2.2). Nous allons donc comparer les variations des différents descripteurs obtenues pour les modèles de pertes linéaires et non linéaires (exemples sonores n°19, 21, 24, et 25). On étudie les signaux de pressions externes obtenus en utilisant la formulation de l'équation 7.36 qui utilise les variables d'entrée  $p_e$  et  $u_e$ . En effet, la variable  $u_s$ , qui correspond au débit de sortie, n'étant pas disponible pour le modèle de transition par interpolation, il ne serait pas pertinent de comparer les comportements de signaux calculés de manières différentes.

### 3.2.1 Glissando fréquentiel

La figure 3.5 présente les variations fréquentielles des deux premiers harmoniques de signaux de pression externe de synthèse. Bien que la réduction du rayon du trou soit linéaire dans les deux cas, les variations fréquentielles obtenues en considérant les pertes non linéaires au niveau du trou latéral sont différentes de celles obtenues lorsque les pertes sont considérées linéaires. La prise en compte de pertes non linéaires influe sur l'évolution de la fréquence de jeu pendant la transition. Si l'on garde à l'esprit que la terminaison non linéaire en sortie du trou agit comme une résistance non linéaire fonction du rapport  $S^2/S_{trou}^2$  (cf. équation 10.14) et que, dans le cas linéaire, la résistance est une fonction du rapport  $S/S_{trou}$  (cf. équation 2.6), il semble normal que les évolutions fréquentielles soient différentes. De plus, on note que l'utilisation d'une fonction adaptée, c'est à dire optimisée pour reproduire le comportement fréquentiel du fondamental, pour l'interpolation, permet d'obtenir une variation fréquentielle du premier harmonique similaire à celle observée pour le modèle par réduction du rayon. Toutes les méthodes sont donc efficaces dans la reproduction de cet effet. Lors des mesures, il nous a été impossible de contrôler rigoureusement la fermeture du trou latéral, et a fortiori d'imposer une réduction linéaire du rayon du trou. Si l'on considère les glissandi obtenus expérimentalement (cf. figure 1.11), il apparaît que la prise en compte des effets non linéaires permet d'obtenir une enveloppe plus proche des mesures.

### 3.2.2 Amplitude des harmoniques

Comme il a déjà été mentionné, dans un cadre expérimental, l'amplitude des harmoniques des signaux de pression externe est dépendante des conditions d'audition et/ou d'enregistrement, ceci à cause de phénomènes tels que la directivité, le rayonnement de l'instrument etc... Dans le cas de signaux de synthèse, la comparaison des évolutions obtenues pour les différentes méthodes est par contre pertinente. La partie gauche de la figure 3.6 présente les variations d'amplitude des trois premiers harmoniques de signaux de pression externe pour les deux modèles de transition par réduction du rayon du trou latéral en prenant ou non en compte les pertes non linéaires dans le trou latéral. Lorsque l'on considère les pertes linéaires, les variations d'amplitude sont assez faibles comparées à celles obtenues en considérant les pertes non linéaires. De plus, les amplitudes des harmoniques chutent plus rapidement dans le cas non linéaire et le minimum est atteint plus rapidement. La prise en compte des pertes non linéaires au niveau du trou a donc une conséquence significative sur les amplitudes des harmoniques durant la transition. Ceci s'explique par le fait que le coefficient  $\alpha$  (de la partie non linéaire) est une fonction du rapport  $S^2/S_t^2$ . Ceci signifie que, très rapidement au cours de la réduction du rayon du trou, ce rapport va prendre une valeur non négligeable et que, par conséquent, les pertes vont devenir,

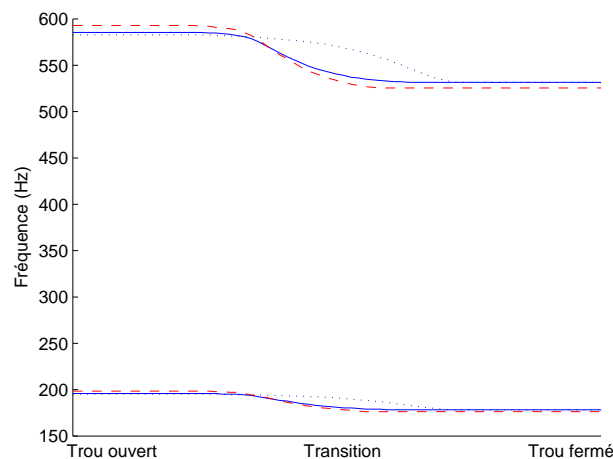


FIGURE 3.5 – Variations fréquentielles des deux premiers harmoniques de signaux de synthèse. Trait plein : méthode par réduction du rayon du trou avec pertes non linéaires ; tirets : méthode par interpolation avec pertes non linéaires ; pointillés : méthode par réduction du rayon du trou avec pertes linéaires.

elles aussi, significatives. La partie droite de la figure 3.6 compare les variations obtenues pour les deux modèles par interpolation. Les deux méthodes engendrent toutes deux des variations similaires, bien que plus faible, à la méthode par réduction du rayon du trou. De plus, les minima sont atteints simultanément pour toutes les méthodes exceptées la méthode par réduction du rayon et pertes linéaires. Le choix d'une fonction adéquate pour l'interpolation permet donc d'obtenir des variations assez proches de celles obtenues avec le modèle plus coûteux. Il est évident qu'étant donné que les amplitudes des signaux expérimentaux de pression externe n'ont pas été étudiés, il nous est impossible d'affirmer que la prise en compte des pertes non linéaires améliore les résultats, cependant, dans le cadre de ces simulations, l'influence de celles-ci est réellement significative.

### 3.2.3 Sonie

La sonie est le second attribut dont les variations sont caractéristiques de la fermeture d'un trou latéral. La figure 3.7 montre les variations du niveau de sonie pour des signaux de pression externe. La prise en considération de pertes non linéaires au niveau du trou latéral permet d'obtenir un comportement proche de celui observé expérimentalement. Ainsi, si lors des expériences nous avons pu observer des variations de sonie de l'ordre de 20 phones en moyenne, la figure 3.7 permet de constater que simuler la transition par réduction du rayon du trou en considérant les pertes non linéaires permet d'obtenir des variations de cet ordre, alors que le modèle avec pertes linéaires ne conduit qu'à des variations quasiment négligeables du niveau de sonie durant la transition (2 phones). Similairement au comportement observé pour les amplitudes des harmoniques du signal de pression externe, la variation de sonie observée pour le modèle par interpolation est moins prononcée (environ 10 phones) que celle obtenue par le modèle par réduction du rayon du trou. La prise en compte des pertes non linéaires au niveau du trou ouvert ne permet pas d'améliorer de façon réellement significative les variations de la sonie pour la méthode par interpolation. En effet, cette méthode approchée ne prend en compte les

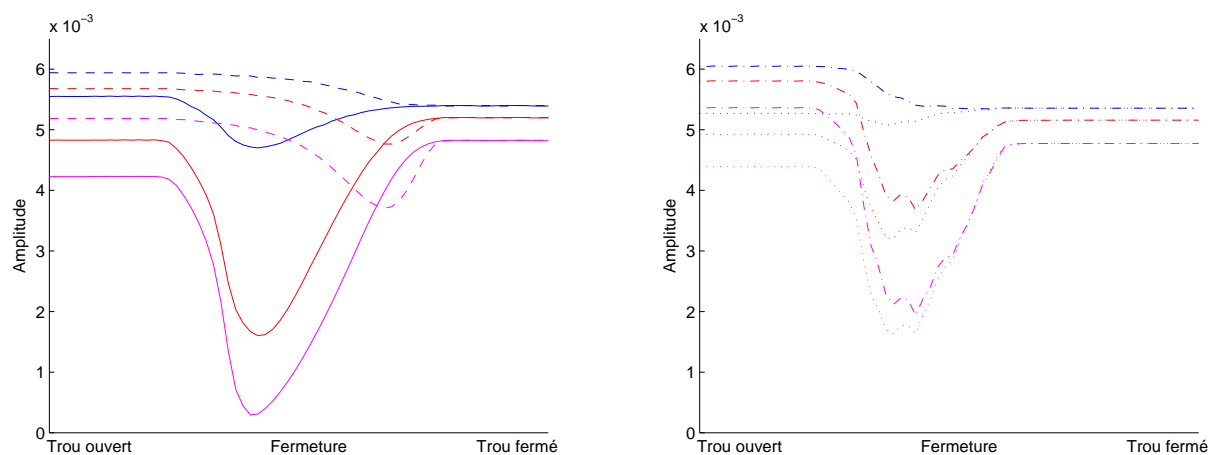


FIGURE 3.6 – Variations d’amplitude des trois premiers harmoniques de signaux de pression externe pour des signaux de synthèse. A gauche : méthode par réduction du rayon du trou avec pertes non linéaires (trait plein) ; méthode par réduction du rayon du trou avec pertes linéaires (tirets). A droite : méthode par interpolation avec pertes non linéaires (pointillés) ; avec pertes linéaires (trait mixte).

effets non linéaires que lorsque le trou est dans son état initial, c’est-à-dire totalement ouvert et donc lorsque le rapport entre son rayon et le rayon du résonateur principal est le moins important. L’importance de ces effets dépendant du rayon du trou, il est évident qu’interpoler entre les états initiaux et finaux ne permet pas de tenir compte de cette dépendance et conduit donc à sous-estimer les pertes durant la transition. Cependant, cette méthode permet d’obtenir à moindre coût de calcul une chute significative du niveau de sonie.

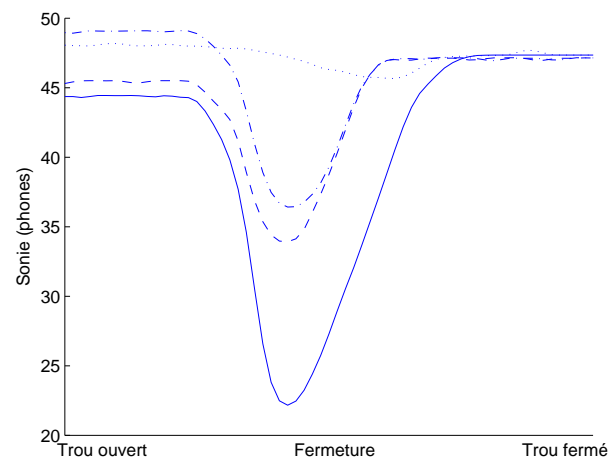


FIGURE 3.7 – Variations de la sonie de signaux de pression externe simulés. Trait plein : méthode par réduction du rayon du trou avec pertes non linéaires ; tirets : méthode par interpolation avec pertes non linéaires ; pointillés : méthode par réduction du rayon du trou avec pertes linéaires. trait mixte : méthode par interpolation avec pertes linéaires.



### 3.2.4 Descripteurs liés au timbre - Pression interne

On s'intéresse à présent aux variations des différents descripteurs de timbre et aux signaux de pression interne. Les résultats résumés dans ce paragraphe sont détaillés et illustrés en annexe 11. Il ressort de ces études que chacune des méthodes permet d'obtenir une réduction plus ou moins prononcée de la brillance du son au cours de la transition. Malgré tout, il apparaît clairement que simuler la transition en réduisant le rayon du trou et en prenant en compte des pertes non linéaires permet d'obtenir des variations des valeurs prises par les descripteurs de timbre du même ordre que celles observées expérimentalement (phénomène que l'on n'observe pas en considérant les pertes linéaires). Ceci confirme donc l'idée que l'effet des pertes non linéaires a une influence significative sur le comportement et le timbre de l'instrument au cours de la transition.

Les méthodes par interpolation permettent d'obtenir des comportements proches de ceux obtenus en prenant en compte les pertes non linéaires. Le fait que les effets de la non-linéarité ne soient pris en compte que lorsque le trou est totalement ouvert a pour conséquence que les résultats : 1-sont proches que l'on considère ou non les effets non linéaires au niveau du trou ; 2-s'éloignent quelque peu de l'expérience. Malgré tout, cette méthode permet d'obtenir, à moindre coût, les effets escomptés.

Ces conclusions sont également valables pour les signaux de pression interne.

## 3.3 Conclusions

Considérons dans un premier temps les modèles par réduction du rayon du trou. L'influence des non-linéarités terminales apparaît significativement sur chacun des attributs du son. Le glissando fréquentiel est différent selon que l'on considère ou non les effets non linéaires, la résistance en sortie du trou étant différente dans les deux cas. Dans le cas non linéaire, les amplitudes des harmoniques de pression interne, la sonie, le centre de gravité spectral et les poids des différentes bandes spectrales connaissent des variations importantes en corrélation avec les observations expérimentales. Dans le cas linéaire, il a été montré que ces variations sont peu ou pas en accord avec l'expérience, les variations étant assez faibles comparées aux mesures. La prise en compte des effets non linéaires au niveau du trou permet donc d'améliorer considérablement les résultats en prenant en considération les phénomènes de résistance non linéaire apparaissant au niveau du trou lorsque l'on réduit le rayon de celui-ci.

En ce qui concerne les modèles par interpolation destinés à être utilisés dans le cadre d'une synthèse temps-réel, les résultats obtenus en considérant ou non les pertes non linéaires au niveau du trou sont assez similaires. Ceux-ci sont d'ailleurs en accord avec les comportements observés pour le modèle de réduction de trou avec pertes non linéaires, malgré des variations systématiquement moins importantes, les pertes durant la phase de transition étant sous-estimées par l'interpolation (optimisée au préalable afin de reproduire le glissando fréquentiel). Si les deux modèles par interpolation fournissent des résultats similaires, ceci est dû au fait que l'effet de la non-linéarité au niveau du trou est prise en compte uniquement pour l'état initial de celui-ci, la transition étant simulée par interpolation. Nous avons vu pourquoi, au paragraphe 3.1.3, il était difficile de prendre en compte simplement l'évolution dynamique de la non-linéarité dans le modèle par interpolation. Or nous avons vu que l'importance des effets non linéaires augmentait avec le carré du rapport entre la surface du trou et celle du résonateur principal. Si la réduction progressive du rayon permet de prendre en considération cette caractéristique, la fonction d'interpolation a une forme donnée et ne permet pas de reproduire tous les phénomènes apparaissant dans un modèle plus complexe.

Dans le cadre de cette étude, l'effet de glissando nous est apparu comme étant le plus important d'un point de vue perceptif, nous avons donc décidé d'optimiser les fonctions d'interpolation afin d'obtenir des variations similaires à celles obtenues pour le modèle par réduction dans le cas non linéaire. Il faut garder à l'esprit qu'il est impossible d'optimiser, simultanément, les comportements de plusieurs attributs. Ainsi, la simple interpolation permet, à moindre coûts, de modéliser des transitions dont les attributs sont proches des mesures, la prise en compte des non-linéarités au niveau du trou permettant d'améliorer de manière sensible les différentes variations. Un choix autre que  $R_{inv} = 1 - R$ , pourrait peut-être également permettre d'améliorer les résultats.



## **Deuxième partie**

### **Origines des différentes sources de bruit en dessous du seuil d'auto-oscillation pour le saxophone**



# Introduction

Lorsqu'un musicien joue d'un instrument à vent, les auto-oscillations apparaissent de par la différence de pression entre la bouche et le bec. Celle-ci est générée en appliquant une pression d'alimentation à l'entrée de l'instrument. Pour ce faire, le musicien "souffle", y injectant alors un signal bruité de par les différentes turbulences créées depuis les poumons jusqu'à la mâchoire. De plus, l'accélération de l'air dans le canal d'anche entraîne la formation d'un jet se dissipant par turbulence en sortie du canal et agissant comme une source de bruit dont le niveau est directement relié à la vitesse du jet [13]. Le son généré (et donc perçu) est alors l'association du signal auto-oscillant (composé des fréquences favorisées par la géométrie de l'instrument) et d'une composante bruitée directement due au souffle du musicien. Si la simulation par modèle physique d'instrument est à même de reproduire les auto-oscillations, la partie bruitée du signal est la conséquence directe de l'excitation du système par le musicien. Dans une optique de réalisme perceptif, il est nécessaire de trouver une méthode qui permette de modéliser simplement cette partie bruitée. De prime abord, la méthode la plus simple consiste à "ajouter" un signal "bruit" au signal de synthèse. Il se pose la question du réalisme (perceptif) d'une telle technique. D'après D.J.Hermes [42], qui a mené des études psychoacoustiques concernant la synthèse vocale, pour laquelle les bruits d'aspirations et d'expirations sont très importants, ajouter un bruit stationnaire à un signal de synthèse vocale, conduit à une perception séparée des deux parties et ne contribue donc pas au réalisme de la partie voisée de la voix synthétisée. Cette conclusion peut être extrapolée aux signaux musicaux auxquels on s'intéresse ici. Il apparaît nécessaire de trouver une méthode qui permette d'obtenir la perception d'un son unique et non celle de deux signaux superposés. Des études ont déjà été menées sur la synthèse vocale (Hermes [42], Lu [52]) ou les cordes frottées (Chafe [17]). Serra [68] [69] a par ailleurs proposé une méthode d'analyse-synthèse incluant une composante bruitée dont les propriétés varient avec le temps. En ce qui concerne les cuivres, on citera l'étude de Vergez [83] qui a introduit un effet "bruité" au sein de ses simulations numériques de trompette en ajoutant un signal aléatoire au niveau du signal de pression acoustique injectée dans son modèle. L'intensité du bruit dépendant de la vitesse d'écoulement [13], cette composante est modulée par la vitesse d'écoulement de l'air entre les lèvres. Pour affiner les résultats, le signal bruité est filtré par la fonction de réflexion de l'embouchure. Verge [80] [81] s'est intéressé à l'étude des effets turbulents dans la flûte. Après avoir effectué des mesures de pression interne, il s'est attaché à développer un modèle simple de source de bruit de turbulence. La production de son par turbulence ne nécessitant pas d'auto-oscillations du système, les résonances apparaissant dans le spectre du bruit correspondent aux résonances passives du résonateur. Après avoir modélisé une source de bruit de turbulence, il l'a implémenté dans un modèle de flûte. Verge en collaboration avec Fabre, Hirschberg et coll. s'est également intéressé à l'étude de ce type de phénomènes dans les tuyau d'orgue [82]. Fabre a également étudié le bruit de turbulence présent dans les instruments de type flûte [26] [27]. Fritz [30] a quant à elle étudié l'influence du conduit vocal sur la production des sons de clarinette. Elle s'est

alors brièvement intéressée à l'influence de celui-ci sur le son avant l'auto-oscillation de l'instrument. Elle a montré que la configuration du conduit avait une influence sur le spectre du "bruit" et que l'effet du conduit différait en fonction de l'embouchure utilisée. Ses études sur une bouche artificielle munie d'un "conduit vocal" artificiel n'ont pas permis d'obtenir des résultats similaires aux mesures avec des musiciens, le filtrage du bruit pourrait donc dépendre de l'inclinaison du jet et de sa vitesse plus que de la géométrie du conduit. Pourtant, concernant la facilité d'émission de certaines notes, la modulation de la géométrie du conduit artificiel permet d'obtenir des résultats similaires à ceux observés avec le musicien. La question reste donc ouverte...

De nombreuses études, voir par exemple [66], ont montré que le transitoire d'attaque était essentiel dans la perception du timbre. Dans le cas des instruments à vent, les auto-oscillations stables s'établissent généralement en retard par rapport à la commande du musicien. Ainsi, pendant le transitoire d'attaque, une composante bruitée peut être présente alors que les auto-oscillations ne sont pas encore établies. On peut donc distinguer deux composantes bruitées, une présente hors phénomène d'auto-oscillations et une présente pendant les auto-oscillations. Ce travail est focalisé sur l'étude de cette caractéristique du son des instruments auto-oscillants à anche simple, tels que la clarinette ou le saxophone, en dehors des auto-oscillations, c'est-à-dire lorsque la pression d'alimentation est inférieure à la pression minimum nécessaire pour le démarrage de celles-ci. Le problème du bruit issu du souffle du musicien étant complexe, on décide de se limiter au cas en-dessous des auto-oscillations pour plusieurs raisons. D'abord, rien de ne permet d'affirmer, a priori, que la coloration du bruit est la même en-dessous et au-dessus du seuil. Ensuite, extraire la partie bruitée du son au-dessus du seuil nécessite de développer des algorithmes adaptés. Enfin, pour un instrument comme le saxophone, l'utilisation du souffle en dehors des auto-oscillations est une technique très utilisée (ce qui explique pourquoi cette partie soit dédiée au saxophone et non à la clarinette). La question qui se pose alors est : comment modéliser le signal bruité entrant et surtout que doit-on modéliser et quelle est la dépendance du spectre du bruit en fonction des paramètres de contrôle ?

Pour répondre à la seconde partie de cette question, des mesures ont été effectuées avec des musiciens et sont présentées dans le chapitre 4. L'analyse des signaux permet de comprendre quelles sont leurs caractéristiques et à quels paramètres physiques celles-ci sont liées. L'objectif final étant l'implémentation d'un modèle de bruit correspondant aux conditions de jeu, il est apparu pertinent de débiter cette étude par des mesures en partenariat avec des instrumentistes. En complément, l'annexe 12 présente les résultats issus d'une seconde série de mesures sur clarinette et bouche artificielle permettant ainsi d'effectuer des mesures de pression interne dans le bec. Pour l'aspect synthèse présenté chapitre 5, deux possibilités s'offrent alors : utiliser soit des modèles de signaux, soit des modèles physiques [73]. La première proposition est basée sur une représentation mathématique du signal, indépendante de la façon dont est généré le son que l'on désire synthétiser et destinée à reproduire un effet perceptif. La seconde, au contraire, est basée sur une représentation de la cause, du fonctionnement de l'instrument... Dans le cadre de cette étude, la méthode de synthèse par modèle de signaux implique que l'on injecte à une ou plusieurs variables du modèle un signal dont les propriétés spectrales vont être préalablement définies, sans aucun regard sur des aspects géométriques ou autres. La seconde méthode implique de prendre en considération les paramètres géométriques des éléments en amont de l'instrument tels que le conduit vocal. Il est évident que la modélisation physique d'un jet turbulent et la pression acoustique qu'il rayonne dépasse le cadre de cette étude et est incompatible avec une approche temps-réel. Dans un premier temps, à l'issue des mesures, nous essaierons de déterminer les caractéristiques du bruit ainsi que la relation possible entre les paramètres de contrôle et celui-ci.

On déterminera à quel niveau du modèle ajouter le bruit et les caractéristiques du signal à introduire. On prendra ensuite en compte la présence d'un modèle de conduit vocal en amont de l'instrument et son effet sur le bruit. Il s'agit donc d'une approche "hybride" puisque le bruit sera représenté par un modèle de signal, paramétré par certains contrôles de l'instrumentiste. Son introduction au sein du modèle va alors conduire à ce que celui-ci subisse des transformations obéissant au modèle physique de fonctionnement de l'instrument.





# Chapitre 4

## Résultats expérimentaux - Mesures avec musiciens

### 4.1 Protocole expérimental

On désire déterminer les caractéristiques du signal de pression externe obtenu au-dessous du seuil d'auto-oscillation pour un saxophone. Le signal obtenu est directement issu du souffle du musicien dans l'instrument, la couleur de ce bruit dépendant des propriétés de l'anche, du canal d'anche, du bec, du corps du saxophone, etc... Ces mesures ont été effectuées sur un saxophone ténor (saxophone Yamaha YTS 275 et bec Yamaha 4C pour saxophone ténor) avec un musicien expérimenté. Plusieurs types d'anches ont été utilisés afin de déterminer l'influence de la dureté de celles-ci sur les caractéristiques du signal. Les enregistrements ont été effectués en chambre anéchoïque à l'aide d'un DAT (Digital Audio Tape) avec une fréquence d'échantillonnage de 44.1 kHz. La position du microphone (microphone de mesure de type 1/4 de pouce) a été choisie en combinant observations expérimentales et résultats théoriques issus de la littérature concernant le rayonnement des instruments à vent. Les premiers essais ont été effectués en positionnant le microphone directement dans l'axe du pavillon. Les problèmes de saturation du microphone nous ont conduit à chercher une disposition plus appropriée. Plusieurs configurations ont été testées (éloignement du micro, décalage par rapport à l'axe du bec...) afin d'obtenir la meilleure prise de son possible : éviter les bruits parasites (saturation) tout en ne surestimant pas certaines plages fréquentielles et en conservant un rapport signal sur bruit satisfaisant. En effet, plus on éloigne le microphone de l'instrument, plus ce rapport est réduit. Le niveau du signal que l'on désire mesurer étant faible, il est nécessaire de prendre en compte cet aspect lors du positionnement. D'un point de vue théorique, d'après [51], pour un tube cylindrique par exemple, les basses-fréquences sont rayonnées de façon quasi-omnidirectionnelle, tandis que les hautes fréquences sont plus directives, leur amplitude étant plus importante dans l'axe du tube. Ainsi, si l'on positionne le microphone à 90° par rapport à l'axe du tuyau, la prise de son n'est plus sujette à des perturbations, mais les hautes fréquences sont grandement sous-estimées. Diverses dispositions ont été testées dans le but de se rapprocher de l'axe sans pour autant exposer le microphone aux perturbations. Finalement, le dispositif présenté figure 4.1, avec un angle d'environ 30° et une distance d'environ 25cm entre le microphone et le pavillon, a été retenu. Après transfert des acquisitions sur ordinateur, on extrait les parties "stables" des signaux. Chaque mesure est alors caractérisée par une dureté d'anche (faible, moyenne ou élevée) et des valeurs des deux paramètres de contrôle : pression d'alimentation et ouverture moyenne du canal

d'anche.

La “couleur” d'un bruit étant principalement reliée à sa densité spectrale de puissance (DSP) [89], au cours de cette étude, on calculera les valeurs prises par cet attribut grâce à la méthode de calcul décrite en annexe 6.1.

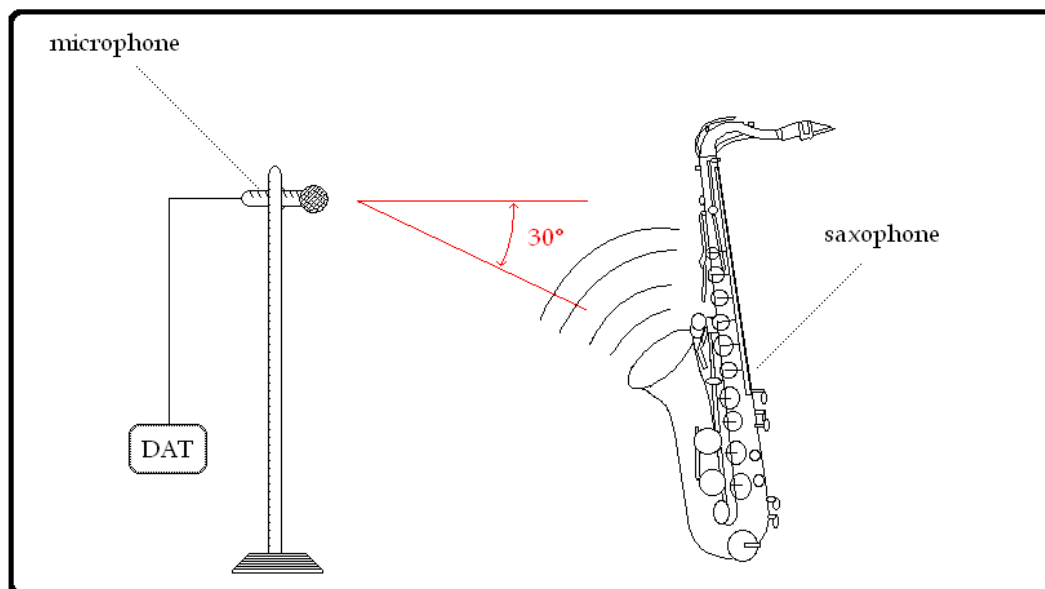


FIGURE 4.1 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour les mesures.

## 4.2 Mesures préliminaires

Dans un premier temps, on s'intéresse aux éléments de l'instrument présents en amont du résonateur principal. On désire ainsi identifier des résonances spécifiques afin de pouvoir éventuellement les mettre en relation avec celles obtenues en sortie d'instrument.

### 4.2.1 Fréquences de résonance du bec seul

Les résonances passives du bec peuvent avoir une influence sur les propriétés spectrales du signal de pression externe mesuré en sortie de l'instrument. Le volume du bec a donc été excité en soufflant dans la partie aval de celui-ci. D'abord, en conservant l'anche libre, c'est-à-dire en n'exerçant aucune force sur celle-ci, puis en plaquant celle-ci contre le bec ce qui va permettre de mesurer les valeurs prises par les résonances du bec, dans les deux cas extrêmes et d'estimer l'influence du bec sur le signal en sortie d'instrument. La figure 4.2 présente les densités spectrales de puissance des signaux obtenues pour les deux configurations (exemples sonores n° 26 et n°27). Lorsque l'on plaque l'anche, on obtient les fréquences de résonance équivalentes à celles d'un tube cylindrique équivalent fermé-ouvert. En effet, les émergences sont quasiment impairs (ce qui est par ailleurs en accord avec la théorie

[62]). Lorsque l'anche est laissée libre, on se trouve dans une configuration de type tube ouvert-ouvert et l'on obtient des émergences quasiment pairs bien que la surface ouverte côté anche soit largement inférieure à celle totalement ouverte. Le tableau 4.1 récapitule les valeurs des fréquences des pics de résonance observées graphiquement pour les deux mesures.

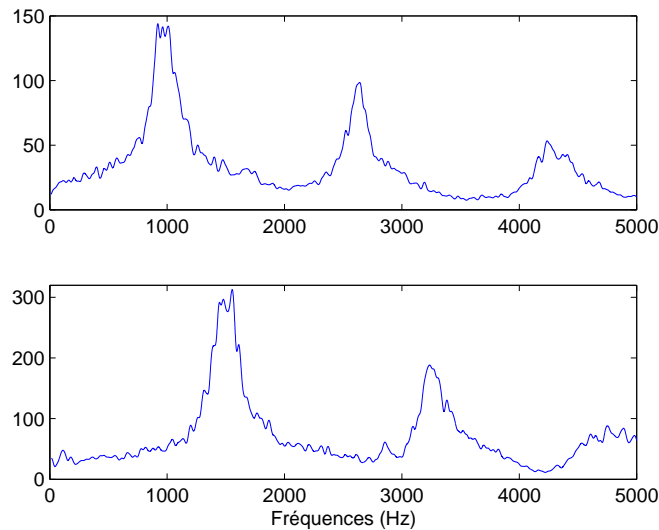


FIGURE 4.2 – Densités spectrales de puissance des signaux de pression externe mesurés après excitation du bec seul. En haut : anche plaquée (ouverture du canal d'anche nulle). En bas : anche libre (cf. respectivement exemples sonores n°26 et 27 sur le CD d'accompagnement) (cf. respectivement exemples sonores n° 26 et n°27).

	1° résonance	2° résonance	3°résonance	4° résonance
Anche Plaquée	950Hz	2600Hz	4200Hz	5900Hz
Anche Libre	1550Hz	3200Hz	4800Hz	6400Hz

TABLE 4.1 – Résonances du bec de saxophone ténor en conservant l'anche plaquée ou libre (respectivement exemples sonores n° 26 et n°27).

Si ces mesures préliminaires peuvent prêter à critique, du fait que l'excitation d'un résonateur non cylindrique en en amont et en aval de celui-ci conduit à des résonances différentes, elles vont permettre d'estimer les plages fréquentielles couvertes par les résonances du bec. Ceci peut être utile au niveau du modèle de synthèse au sein duquel le bec est modélisé par un résonateur cylindrique de volume équivalent. De plus, exciter en amont le bec lorsque l'anche est plaquée étant difficile, cette solution (excitation en aval) nous a paru être la plus judicieuse de par la facilité de mise en oeuvre et le fait qu'elle soit susceptible de fournir des indications quant à la coloration du bruit par cette partie de l'instrument.

### 4.2.2 Fréquences de résonance des anches

On s'intéresse à présent aux fréquences de résonance des différentes anches utilisées lors des mesures, afin de déterminer le rôle de l'anche dans la coloration du bruit. Des anches dites "naturelles" (fabriquées à partir de roseaux) de différentes duretés ont été utilisées. Du point de vue de la fabrication, la dureté est liée à l'épaisseur de celle-ci. Du point de vue de la qualité de jeu, le musicien qualifie la dureté comme étant liée à la "puissance" du son obtenu. Ainsi lorsque l'on réduit la dureté de l'anche, on obtient "un son avec moins de souffle et plus puissant" [1]. En complément, une anche synthétique "Fibracell" a été également utilisée. L'avantage est qu' "elle ne réagit pas aux variations d'humidité et de température, mais elle donne un son "dur" " [1]. L'utilisation d'anches constituées de deux matériaux distincts permet de vérifier l'influence du matériau sur les propriétés spectrales de l'anche. Lors de cette session de mesures, l'anche est excitée manuellement à l'aide d'un plectre, ou onglet, très fin. Les mesures ont été effectuées pour deux configurations : en bouchant partiellement le volume du bec ou en le laissant ouvert ce qui permet alors d'obtenir la fréquence de l'anche seule et celle du couple anche-bec. La prise de son est effectuée côté anche (et non en aval du bec). La figure 4.3 présente deux exemples de densités spectrales de puissance obtenues (exemples sonores n°28 et 29). L'anche présente une résonance principale aux alentours de 1200Hz, le couplage avec le bec étant probablement responsable du dédoublement du pic autour de la fréquence de résonance de l'anche seule. Ceci peut être attribué au fait que la fréquence du premier pic d'impédance du bec seul (en position fermé par l'anche ou ouvert) est proche de celle de l'anche car le déplacement de l'anche agit comme une source de débit en entrée du bec [33].

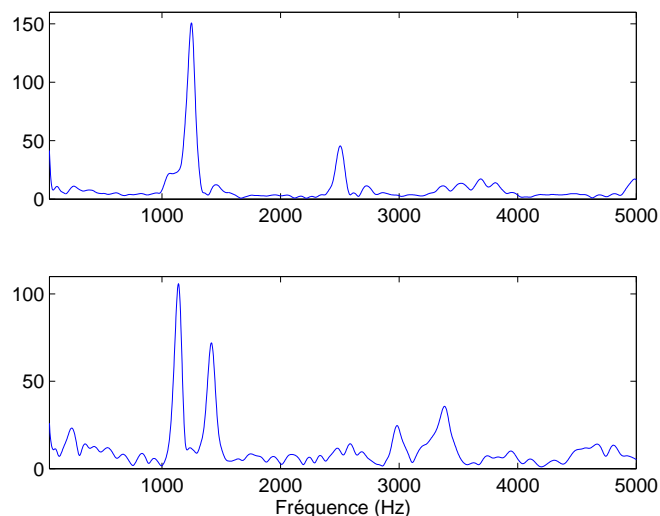


FIGURE 4.3 – Densités spectrales de puissance des signaux de pressions externes obtenus après excitation d'une anche de dureté medium (n°3) en obstruant le volume du bec (en haut) ou non (en bas) (cf. respectivement exemples sonores n°28 et 29 sur le CD d'accompagnement).

Les résultats obtenus pour toutes les anches sont récapitulés dans le tableau 4.2. Lorsque qu'une case du tableau contient plusieurs valeurs, cela signifie qu'il y a plusieurs résonances d'amplitudes significatives. Pour toutes les anches naturelles, la zone fréquentielle où se situe la résonance est toujours

la même, la dureté de l’anche libre de toute pression des lèvres ne semblant pas avoir d’influence sur sa fréquence de résonance. En revanche, l’anche synthétique “Fibracell” (de dureté medium) n’a pas la même fréquence de résonance que les anches naturelles. Celle-ci est beaucoup plus basse, l’influence du matériau apparaît clairement. Cette différence est importante car elle pourra éventuellement permettre de déterminer si une émergence spectrale du signal de pression externe mesuré en sortie d’instrument est liée à la résonance de l’anche. Le couplage avec le bec ne semble pas avoir de conséquence significative sur la plage fréquentielle couverte par la résonance d’anche, si ce n’est un dédoublement quasi-systématique de celle-ci autour de la résonance mesurée pour elle seule, hormis pour l’anche Fibracell. Or la fréquence propre de celle-ci étant bien au-dessous de celle du premier pic d’impédance du bec, cela confirme l’hypothèse de dédoublement des pics dû à un couplage entre deux oscillateurs de fréquences de résonance proches dans le cas des anches naturelles.

Type d’anche	Roseau Dur.Faible	Roseau Dur. Medium	Roseau Dur. Élevé	Fibracell Dur. Medium
Bec bouché	950Hz/1150Hz/1300Hz	1250Hz	1250Hz	710Hz
Bec non bouché	1000Hz/1400Hz	1150Hz/1400Hz	1150Hz/1400Hz	720Hz

TABLE 4.2 – *Récapitulatif des principales résonances des différentes anches.*

### 4.2.3 Le système anche-bec au-delà du seuil d’auto-oscillation

Afin de mesurer le signal de pression externe obtenu qui est directement lié au couplage anche-bec, il a été demandé au musicien d’exciter le système anche-bec en appliquant une pression d’alimentation assez élevée pour obtenir l’auto-oscillation du système. La figure 4.4 présente la DSP du signal. La fréquence fondamentale d’auto-oscillation mesurée pour le système anche-bec (740Hz) est inférieure à celles mesurées pour le bec seul (950Hz et 1550Hz - fréquences propres), celle-ci correspondant à celle du couple anche-bec et non plus à celle du résonateur seul [87]. De plus, on peut également supposer que le conduit vocal du musicien a une influence sur de celle-ci.

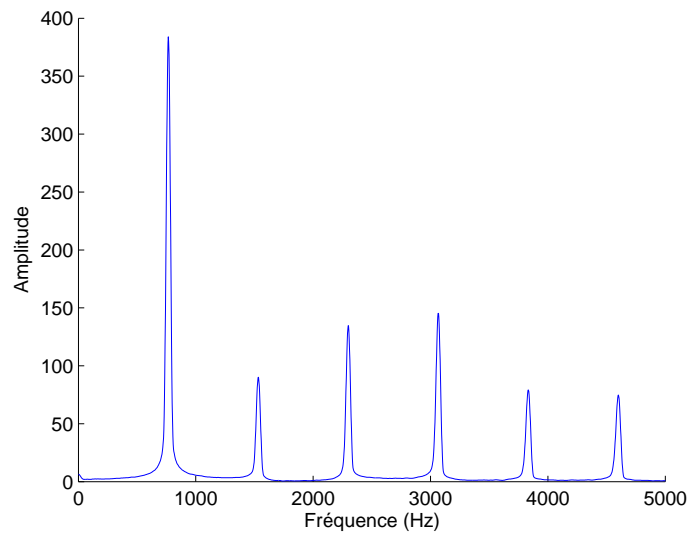


FIGURE 4.4 – *Spectre du signal de pression externe mesuré pour le système anche-bec au-dessus du seuil d'auto-oscillation.*

### 4.3 Signaux de pression externe en sortie du système anche-bec

On s'intéresse à présent aux signaux de pression externe mesurés en sortie du système anche-bec tout en restant au-dessous du seuil d'auto-oscillation. Le dispositif expérimental est similaire à celui décrit précédemment (cf. paragraphe 4.1). Il a été demandé au musicien d'exciter le système anche-bec comme il le ferait (dans la mesure du possible) avec un instrument complet, tout en restant en-dessous du seuil d'auto-oscillation. Ces mesures ont été effectuées en utilisant plusieurs types d'anches ainsi qu'en adoptant plusieurs configurations des paramètres de contrôle (pince de l'anche / pression d'alimentation). La figure 4.5 présente les densités spectrales de puissance (DSP) de signaux de pression externe avec une anche de dureté élevée (n°4) (cf. exemples sonores n°30 à 38). Chaque ligne correspond à une ouverture du canal d'anche donnée (élevée, moyenne, faible), chaque colonne correspond à une pression d'alimentation donnée (faible, moyenne, élevée). Ces valeurs sont évidemment laissées à l'appréciation du musicien. Ainsi, même si l'on ne peut évaluer dans quelle mesure chacun des paramètres est modifié et si les modifications sont réellement indépendantes, ceci permet d'observer comment les caractéristiques des signaux évoluent avec les paramètres de jeu. La figure 4.5 présente également les DSP après normalisation, afin de pouvoir apprécier plus facilement l'évolution du contenu fréquentiel en fonction des paramètres de contrôle.

#### Origine des émergences

Dans un premier temps, on cherche à déterminer l'origine des émergences spectrales. Bien que les résultats ne soient pas présentés pour toutes les duretés d'anche, il est important de noter que l'anche utilisée n'a pas d'influence sur les émergences spectrales. Ainsi, l'utilisation d'une anche naturelle ou synthétique n'a pas de conséquence sur le contenu spectral. Les mesures préliminaires (cf. section 4.2) ont permis d'identifier les fréquences susceptibles d'être liées aux résonances du bec, de l'anche

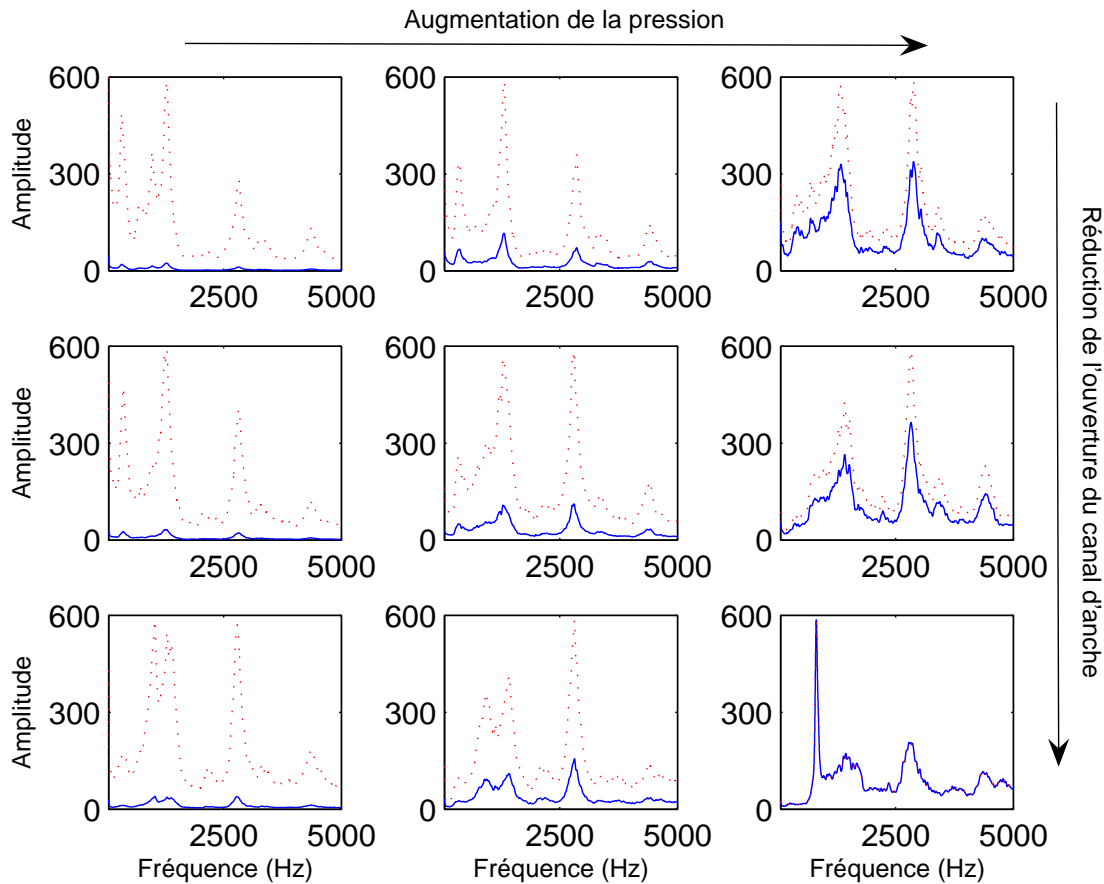


FIGURE 4.5 – Densités spectrales de puissance des signaux de pression externe mesurés en sortie du système anche-bec en dessous du seuil d’auto-oscillation. L’anche utilisée est de dureté n°4. Les résultats sont présentés en fonction des paramètres d’entrée. Chaque ligne correspond à une ouverture du canal d’anche donnée (d’éllevée à faible). Chaque colonne correspond à une pression d’alimentation donnée (de faible à élevée). En trait plein : DSP non normalisées. En pointillées : DSP après normalisation (cf. exemples sonores n°30 à 38).

ou à leur couplage. D’après la figure 4.5, certaines résonances sont présentes indépendamment des paramètres de contrôles. Le tableau 4.3 récapitule les valeurs des émergences spectrales observées. Les émergences A, B, C et D semblent être directement dues à la présence du bec. Celles-ci étant présentes pour chaque configuration (indépendamment de la pression d’alimentation, de la pince et de la dureté d’anche), intuitivement, il semble logique qu’elles soient liées au paramètre constant : le bec. Dans cette expérience, le bec peut être assimilé à un tuyau fermé par l’anche. Ainsi, même si l’ouverture du canal d’anche est “grande” pour une condition de jeu normale, elle reste faible par rapport à la configuration “anche libre + bec”. D’un autre côté, on a vu précédemment que cette émergence A correspond également à une résonance proche de celle de l’anche. Cependant, le fait que la lèvres du musicien appuie sur l’anche modifie probablement la fréquence de résonance de celle-ci. D’après la figure 4.2, ces fréquences devraient varier avec la pince de l’anche (au moins pour le premier pic), or les mesures montrent que les variations (fréquentielles) sont quasiment inexistantes.



En condition de jeu, le musicien module l'ouverture du canal d'anche. L'ouverture du bec se trouve ainsi dans une position intermédiaire. D'après le tableau 4.1, les bornes entre lesquelles peuvent évoluer les résonances du bec en fonction de l'ouverture du canal d'anche sont :  $950Hz - 1550Hz$  ;  $2600Hz - 3200Hz$  ;  $4200Hz - 4800Hz$  ;  $5900Hz - 6400Hz$  . Chacune des résonances A, B, C et D (cf. tableau 4.3) observées pour les signaux en sortie du système anche-bec appartiennent respectivement à ces intervalles. Il semble donc que le “souffle” du musicien soit “coloré” par les résonances du bec. Des mesures similaires ont été effectuées sur un bec de saxophone soprano. Les résonances avaient alors des valeurs plus élevées. La longueur du bec de soprano étant inférieur à celui du ténor, ceci confirme bien cette hypothèse.

	Émergence(s) 0	Émergence A	Émergence B	Émergence C	Émergence D
Fréquences	350Hz ou,et 750Hz	1300Hz	2800Hz	4400Hz	6600Hz

TABLE 4.3 – *Émergences spectrales des signaux de pression externe mesuré en sortie du système anche-bec.*

D'après la figure 4.5, lorsque l'on se rapproche du seuil d'auto-oscillation, une résonance aux alentours de 750Hz apparaît. Si l'on se reporte à la figure 4.4, on constate que cette fréquence correspond à la fréquence fondamentale du signal de pression externe du système anche-bec au-delà du seuil d'auto-oscillation. Cette émergence semble être la conséquence directe du couplage anche-bec.

Enfin, il existe également une résonance aux alentours de 350Hz qui disparaît lorsque l'on se rapproche du seuil d'auto-oscillation. S'agit-il d'une particularité de jeu du musicien ? Pour vérifier cette hypothèse, l'expérience a été reproduite avec un second instrumentiste. Afin d'éviter que l'apprentissage d'une technique de jeu puisse être à l'origine de résonances spécifiques, notre choix s'est porté sur un saxophoniste autodidacte. A l'issue de cette série de mesures, on retrouve des émergences similaires. L'hypothèse d'une particularité de jeu semble donc pouvoir être écartée. Si l'on se reporte à des études antérieures [18] [56] [32], la géométrie du conduit vocal en condition de jeu a une influence significative sur le spectre du son et peut être à l'origine de certains comportements. D'après les résultats expérimentaux de Fritz [30], l'impédance du conduit vocal des clarinettistes en situation de jeu peut présenter (entre autres) une résonance importante aux alentours de 1200Hz. A titre d'exemple, la partie gauche de la figure 4.6 présente l'impédance du conduit vocal d'un clarinettiste en position de jeu pour une note du registre grave de la clarinette. On remarque la présence d'une résonance importante aux alentours de 300Hz. On peut supposer que la disposition du conduit vocal pour une clarinette et un saxophone sont similaires. D'après Fritz [31], le clarinettiste adopte des géométries buccales comparables à celles utilisées pour la génération de certaines voyelles en situation parlée [31]. Les phonèmes /æ/ et /i/ sont alors cités. Les impédances du conduit vocal dans ces positions sont présentées sur la partie droite de la figure 4.6. Dans les deux cas, il existe bien une résonance vers 300Hz-400Hz. L'influence du conduit vocal semble donc être à l'origine de la résonance à 350Hz observée sur les signaux de pression externe.

### Influence des paramètres de contrôle

Comme il a été dit précédemment, la figure 4.5 présente les différentes densités spectrales de puissance obtenues pour différentes valeurs du couple pression d'alimentation-pince de l'anche. La pres-

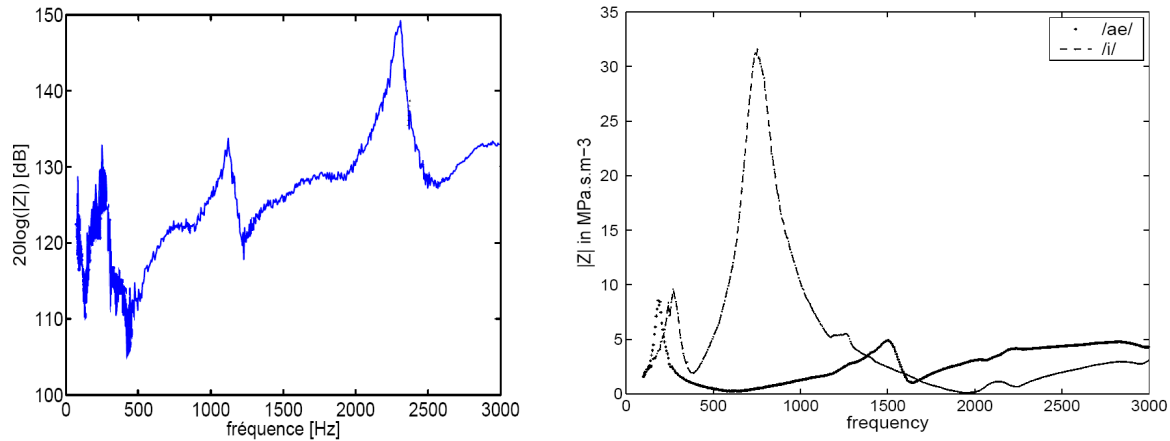


FIGURE 4.6 – Courbes d’impédance du conduit vocal en situation de jeu (à gauche) [30] et pour deux voyelles /æ/ et /i/ (à droite). D’après [32].

sion d’alimentation influe sur l’amplitude du signal de pression externe : ainsi plus on souffle fort, plus l’amplitude du signal de sortie est élevée. Entre les signaux obtenus pour une pression d’alimentation faible et élevée, on note des différences d’amplitude allant jusqu’à 20dB. Le niveau relatif de l’émergence à 350Hz, comparé à celui de l’émergence à 1300Hz diminue à la fois lorsque la pression augmente et lorsque l’ouverture du canal d’anche se réduit. En ce qui concerne la variation en fonction de la pression, on peut l’interpréter par le fait que le spectre du bruit s’enrichit en haute fréquence, sollicitant donc d’avantage la première résonance du bec à 1300Hz. Concernant la variation en fonction de la pince, on peut émettre l’hypothèse que, d’une part, l’augmentation de la vitesse du jet dans le canal d’anche est également génératrice de hautes fréquences dans le bruit, sollicitant à nouveau d’avantage le mode à 1300Hz et que, d’autre part, la réduction de l’ouverture diminue le couplage acoustique entre la cavité buccale et le bec.

## 4.4 Signaux de pression externe en sortie d'instrument

Afin de dissocier les résonances du bec (ou de la cavité buccale) et celles du résonateur de l'instrument, le doigté choisi correspond à une longueur de résonateur importante. Celui-ci consiste à fermer tous les trous latéraux, à l'exception du dernier (le plus proche du pavillon) (cf. figure 4.7). Le dispositif expérimental et le protocole ont été présentés précédemment (cf. paragraphe 4.1). Il a été demandé au musicien de rester en-dessous du seuil d'auto-oscillation de l'instrument pour différentes valeurs des paramètres de contrôle (pression d'alimentation / pince de l'anche).

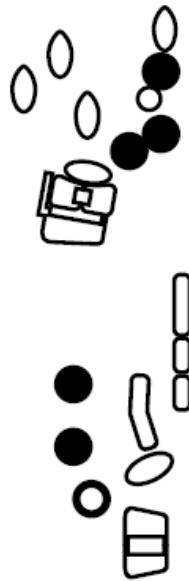


FIGURE 4.7 – *Doigté utilisé lors des expériences.*

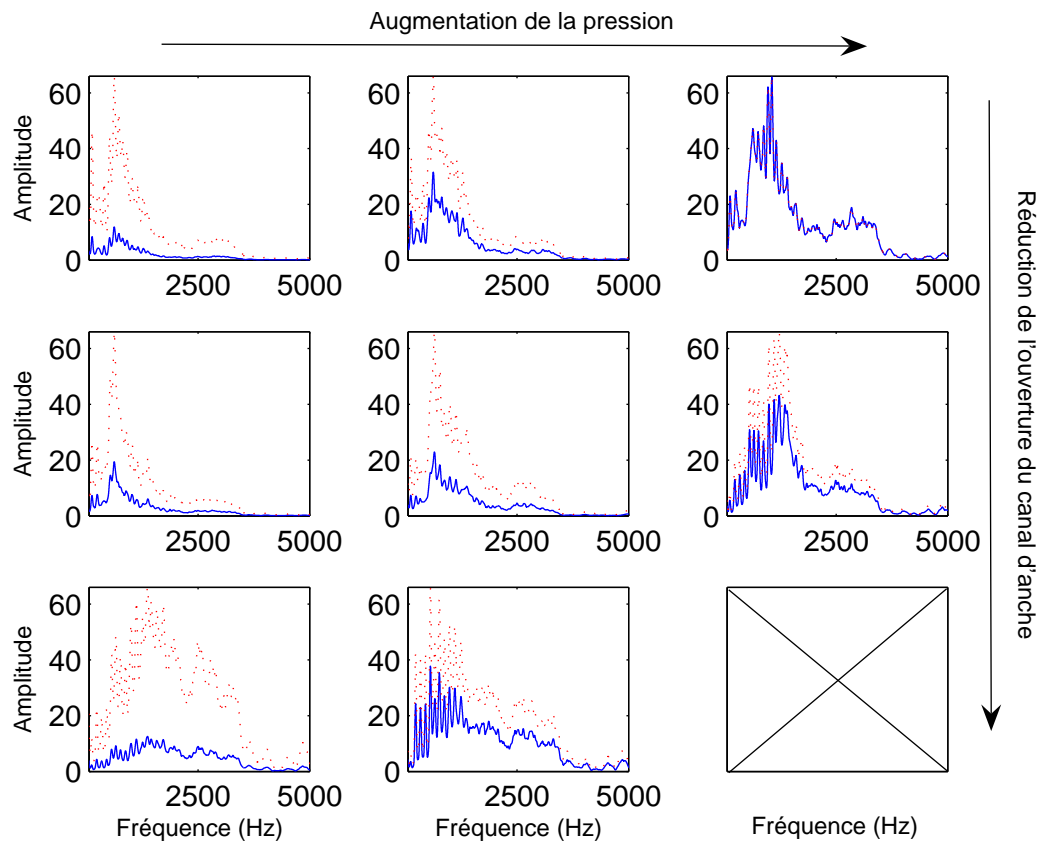


FIGURE 4.8 – Densités spectrales de puissance des signaux de pression externe mesurés en sortie d'instrument en dessous du seuil d'auto-oscillation. L'anche utilisée est de dureté n°4. Les résultats sont présentés en fonction des paramètres d'entrée. Chaque ligne correspond à une ouverture du canal d'anche donnée (d'élvée à faible). Chaque colonne correspond à une pression d'alimentation d'anche donnée (de faible à élevée). En trait plein : DSP non normalisées. En pointillés : DSP après normalisation (cf. exemples sonores n°39 à 46).

### 4.4.1 Paramètres objectifs

La figure 4.8 présente les densités spectrales de puissance (DSP) de signaux de pression externe avec une anche de dureté élevée (n°4) pour différentes configurations des paramètres de contrôle (cf. exemples sonores n°39 à 46). Chaque ligne correspond à une ouverture du canal d’anche donnée (élevée, moyenne, faible), chaque colonne correspond à une pression d’alimentation donnée (faible, moyenne, élevée). On se place systématiquement au-dessous du seuil d’auto-oscillation de l’anche. Dans tous les cas (quel que soit l’anche utilisée ou les valeurs des paramètres de contrôles), des caractéristiques typiques apparaissent :

- une enveloppe générale caractéristique (formant) ;
- une émergence spectrale importante aux alentours de 600-700Hz ;
- une seconde émergence moins prononcée aux alentours de 2800Hz ;
- une fréquence de “coupure” vers 3300Hz ;
- une coloration par le résonateur.

### Origine des résonances et dépendances en fonction des paramètres de contrôle

Quelles sont les origines de ces émergences fréquentielles ? La figure 4.9 présente une DSP du signal de pression externe mesuré en sortie d’instrument. Le spectre du signal de pression externe mesuré à la limite du seuil d’auto-oscillation est superposé. Le signal de pression externe (au-dessous du seuil d’auto-oscillation) est coloré par les résonances du résonateur et il existe une différence notable entre la fréquence du second pic de la DSP du signal bruité et celle du spectre du signal d’auto-oscillations. Ceci peut s’interpréter par le fait que, compte-tenu de l’existence d’une fréquence de résonance de l’anche, la fréquence de jeu au seuil d’auto-oscillation est inférieure à la fréquence du premier pic d’impédance. Ainsi, comme l’a remarqué Verge [80], il semble que le bruit soit coloré par les résonances passives du résonateur. Ce filtrage en peigne semble effectif jusqu’à environ 1700Hz. L’émergence aux alentours de 2800Hz correspond à celle déjà observée pour le signal de pression externe en sortie du système anche-bec (cf. figure 4.5). Dans le cas du bec seul, loin du seuil d’auto-oscillation, la première résonance correspond à la première résonance du bec ou du couplage anche-bec. Dans le cas de l’instrument complet, l’émergence principale (aux alentours de 650Hz) ne pouvant correspondre à la fréquence fondamentale de l’instrument, la mise en parallèle avec la DSP du signal de pression externe en régime auto-oscillant permet de se rendre compte que les deux enveloppes spectrales n’ont pas une forme similaire. Une hypothèse est que cette résonance est due à la géométrie du conduit vocal et donc au spectre du “bruit” injecté par le musicien “dans” l’instrument. Une autre hypothèse est que ce formant est provoqué par le formant du résonateur. En effet, une simulation numérique de l’impédance d’entrée d’un cône seul d’angle 3°, de longueur 1.1m et de rayon d’entrée 6.5mm, caractéristiques géométriques estimées sur l’instrument utilisé, révèle la présence d’un formant autour de 600Hz. De plus, la présence du bec, jouant un rôle analogue à l’embouchure d’un cuivre, est susceptible de créer ou renforcer ce formant. On note également que la résonance de l’anche n’apparaît pas. La pression d’alimentation, tout comme la pince, semble agir sur le poids de la bande fréquentielle entre 2000Hz et 3500Hz. Ainsi, plus le musicien réduit l’ouverture moyenne du canal d’anche, plus ces fréquences sont présentes. De la même manière, plus le musicien souffle fort, plus celles-ci ont une amplitude importante. Attardons-nous sur la coloration, notamment sur sa dépendance en fonction des paramètres de contrôle. Comme il a déjà été mentionné au paragraphe 4.3, l’émergence des résonances passives du tuyau à hautes fréquences est favorisée à la fois par une augmentation de la pression d’alimentation et une réduction de l’ou-

verture. Cette expérience avec l'instrument complet dont le résonateur présente des résonances quasi-harmoniques dès 100Hz, montre que l'émergence des résonances basses-fréquences obéit également aux mêmes règles. Ainsi, l'augmentation de la bande-passante du bruit ne peut plus être la seule raison invoquée pour justifier la dépendance de l'émergence des résonances passives basses-fréquences du résonateur en fonction des paramètres de contrôle. Il semble nécessaire d'invoquer un mécanisme non-linéaire. Ceci est naturel dans la mesure où le modèle de fonctionnement reste bien entendu valable en dessous du seuil d'auto-oscillation. Bien qu'en l'absence de bruit, aucun son ne soit émis on peut aisément concevoir que si l'une des variables du modèle est perturbée par un bruit, l'ensemble du modèle va agir sur cette composante bruitée. Il est donc concevable que la présence du bruit introduise un comportement non-linéaire d'autant plus important que son niveau est grand, ce que l'on peut concevoir comme un amorçage aléatoire des auto-oscillations.

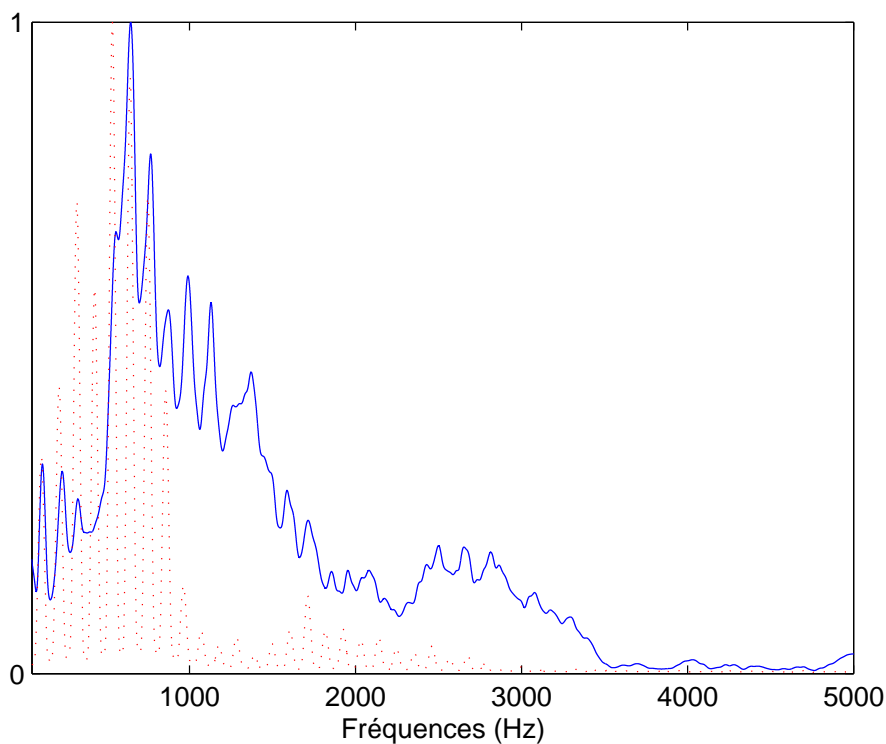


FIGURE 4.9 – Densités spectrales de puissance pour un signal mesuré en sortie de saxophone ténor pour une anche de dureté n°4 pour une ouverture du canal d'anche faible et un souffle fort (lorsque l'on est proche du début de l'auto-oscillation) au-dessous du seuil d'auto-oscillation de l'anche. On a superposé la DSP du signal de pression externe mesuré en sortie d'instrument et en régime auto-oscillant (pointillés).

## Énergie

Afin de pouvoir comparer objectivement l'énergie de chacun des signaux en fonction des paramètres de contrôle et du type d'anche, on calcule l'énergie de chaque signal  $s$  de longueur  $N_s$  comme

suit :

$$E(s) = \frac{\sum_{n=1}^{n=N_s} s(n)^2}{N_s} \quad (4.1)$$

Le tableau 4.4 récapitule les valeurs obtenues. L'énergie du signal augmente avec la pression d'alimentation. Si l'on suppose que l'augmentation de la pression d'alimentation engendre une augmentation de la vitesse du jet, d'après [26], ceci a pour conséquence une augmentation du bruit de turbulence que l'on retrouve bien ici. En revanche, l'ouverture du canal d'anche n'a pas d'influence systématique sur cet attribut. Ceci semble indiquer que le musicien joue à débit constant plutôt qu'à pression constante.

	Pression faible	Pression moyenne	Pression élevée
<i>Anche dureté 2</i>			
Ouverture élevée	0.1e-5	2.5e-5	6.9e-5
Ouverture moyenne	0.4e-5	1e-5	2.3e-5
Ouverture faible	0.7e-5	—	—
<i>Anche dureté 3</i>			
Ouverture élevée	1.3e-5	18e-5	110e-5
Ouverture moyenne	0.8e-5	4.4e-5	26e-5
Ouverture faible	3.6e-5	7.4e-5	—
<i>Anche dureté 4</i>			
Ouverture élevée	3.6e-5	12e-5	170e-5
Ouverture moyenne	5.9e-5	9.9e-5	58e-5
Ouverture faible	10e-5	48e-5	—
<i>Anche Fibracell</i>			
Ouverture élevée	1.9e-5	7.7e-5	120e-5
Ouverture moyenne	8.1e-5	25e-5	—
Ouverture faible	2.5e-5	—	—

TABLE 4.4 – Énergie des signaux de pression externe mesurés pour différentes configurations des paramètres de contrôle et différentes anches.

### 4.4.2 Paramètres psycho-physiques - Brillance

Dans un contexte de synthèse, on s'intéresse aux descripteurs liés à la perception. On calcule les valeurs du centre de gravité et de l'étalement spectral (paramètres liés à la brillance du son) pour différents types d'anches, pressions d'alimentation et ouvertures du canal d'anche. Nous ne nous intéressons pas ici aux émergences spectrales dues au résonateur, dont le comportement a été expliqué dans le paragraphe précédent, mais il est évident qu'elles jouent un rôle perceptif important.

#### Centre de gravité spectral

Le centre de gravité spectral (cf. annexe 6.4.1) est calculé sur tout le spectre (de 0Hz à  $f_s/2$  avec  $f_s$  la fréquence d'échantillonnage). Pour les signaux bruités, on utilisera l'équation 6.8, le spectre étant trop riche pour utiliser la formulation basée sur une décomposition harmonique du signal. Les différentes valeurs obtenues pour les quatre types d'anches (3 naturelles et une synthétique) en fonction des paramètres de contrôle sont récapitulées dans le tableau 4.5. Il est assez difficile de conclure quant à des comportements systématiques. D'une manière générale, il semble tout de même que, dans 80% des cas, réduire l'ouverture moyenne du canal d'anche engendre une augmentation de la valeur du centre de gravité. Comme il a déjà été mentionné, on peut supposer que ceci est dû au fait qu'à pression d'alimentation constante, la réduction de l'ouverture du canal d'anche implique que la vitesse du jet entrant dans le bec augmente. En revanche, il est impossible de conclure quant aux variations du centre de gravité en fonction de la pression d'alimentation, ce qui semble indiquer que celui-ci est peu dépendant de la pression. Cette observation est en accord avec le fait que le poids de la bande fréquentielle 2000Hz-3500Hz augmente lorsque l'ouverture du canal d'anche devient plus faible.

#### Étalement spectral

En complément du centre de gravité, l'étude des variations de brillance est effectuée via le calcul de l'étalement spectral en fonction des paramètres de jeu. Celui-ci est calculé en utilisant la formulation décrite annexe 6.4.2 (équation 6.9). Les différentes valeurs de l'étalement spectral sont récapitulées dans le tableau 4.6. Plus la pression d'alimentation est élevée, plus l'étalement est faible. Donc plus le musicien souffle fort, plus la bande fréquentielle ayant un impact perceptif significatif est réduite. Il n'y a pas de relation évidente entre l'étalement et l'ouverture du canal d'anche, celle-ci semblant jouer assez peu sur l'étalement.

La dureté ou le matériau de l'anche n'influent pas sur les valeurs de l'étalement ou du centre de gravité et n'ont donc pas de répercussion sur le timbre du signal de pression externe lorsque l'on reste au-dessous du seuil d'auto-oscillation de l'instrument. Il est évidemment important de considérer ces résultats à titre indicatif. En effet, pour le musicien, la notion d'ouverture du canal d'anche ou de pression d'alimentation "faible", "moyenne" ou "élevée" reste subjective et il est impossible de contrôler si, pour un même qualificatif, les valeurs des paramètres d'entrée sont réellement du même ordre. Par ailleurs, il est également possible que la modification d'un des paramètres de contrôle ait engendré la modification du second.



	Pression faible	Pression moyenne	Pression élevée
<i>Anche dureté 2</i>			
Ouverture élevée	3406Hz	1914Hz	2072Hz
Ouverture moyenne	2741Hz	2730Hz	2617Hz
Ouverture faible	3068Hz	—	—
<i>Anche dureté 3</i>			
Ouverture élevée	2813Hz	1747Hz	2053Hz
Ouverture moyenne	3236Hz	2343Hz	2580Hz
Ouverture faible	3284Hz	3410Hz	—
<i>Anche dureté 4</i>			
Ouverture élevée	2460Hz	2120Hz	2514Hz
Ouverture moyenne	2244Hz	2349Hz	2935Hz
Ouverture faible	3366Hz	3325Hz	—
<i>Anche Fibracell</i>			
Ouverture élevée	2651Hz	1968Hz	1935Hz
Ouverture moyenne	2092Hz	2219Hz	—
Ouverture faible	2978Hz	—	—

TABLE 4.5 – Centre de gravité spectral des signaux de pression externe mesurés pour différentes configurations des paramètres de contrôle et différentes anches.

	Pression faible	Pression moyenne	Pression élevée
<i>Anche dureté 2</i>			
Ouverture élevée	5236Hz	3173Hz	3071Hz
Ouverture moyenne	4278Hz	3798Hz	3561Hz
Ouverture faible	4171Hz	—	—
<i>Anche dureté 3</i>			
Ouverture élevée	4790Hz	2909Hz	2928Hz
Ouverture moyenne	5213Hz	3741Hz	3350Hz
Ouverture faible	4068Hz	3992Hz	—
<i>Anche dureté 4</i>			
Ouverture élevée	4087Hz	3394Hz	3291Hz
Ouverture moyenne	3676Hz	3462Hz	3625Hz
Ouverture faible	3862Hz	3741Hz	—
<i>Anche Fibracell</i>			
Ouverture élevée	4604Hz	3382Hz	2765Hz
Ouverture moyenne	3452Hz	3182Hz	—
Ouverture faible	4368Hz	—	—

TABLE 4.6 – Étalement spectral des signaux de pression externe mesurés pour différentes configurations des paramètres de contrôle et différentes anches.

## 4.5 Conclusions

L'analyse des signaux de pression externe expérimentaux a permis de montrer que ceux-ci étaient "colorés" par les résonances de l'instrument et que le conduit vocal du musicien semble pouvoir imposer un formant du spectre. Ces dernières tendent à confirmer l'hypothèse que deux sources de bruit sont présentes, une colorée par un formant du conduit vocal, présente dans la pression d'alimentation comme on a pu le constater pour les mesures sur le bec seul et une autre créée par le jet turbulent en aval du canal d'anche. De plus, les résonances d'anche n'ont pas d'influence sur la "couleur" du bruit. Les paramètres de contrôle dont dispose le musicien agissent quant à eux sur l'amplitude (via la pression d'alimentation) ou la brillance du son (via la pression et l'ouverture du canal d'anche), mais également sur l'importance de la coloration par le résonateur de l'instrument. Dans une optique de synthèse, il sera donc nécessaire de se focaliser dans un premier temps sur le formant et l'influence du résonateur, puis sur l'influence des paramètres de contrôle. De la même manière, il faudra éviter que les caractéristiques de l'anche n'aient trop d'influence sur le contenu spectral du bruit.

## 4.6 Remarques concernant les résultats expérimentaux obtenus pour la clarinette et sur bouche artificielle

Une série de mesures sur bouche artificielle a été effectuée au LAUM<sup>1</sup>. Celles-ci ont été entreprises sur une clarinette en si bémol et nous ont amené à nous poser de nombreuses questions. Ces résultats sont détaillés en annexe 12. Etant donné la différence de géométrie entre les instruments utilisés lors des mesures avec musiciens et celles sur bouche artificielle, il peut être parfois évidemment difficile de conclure. Les résultats et observations les plus pertinents sont donc résumés au sein de ce paragraphe.

Les mesures effectuées sur bouche artificielle ont permis de confirmer que le bruit était coloré par les résonances passives du tuyau. De plus, il semble que la différence de perce (cylindrique - conique) ait une influence non négligeable sur la coloration du bruit, phénomène qui nécessite d'être étudié de manière plus approfondie dans le futur.

L'absence de conduit vocal sur le dispositif de bouche artificielle a mis en évidence l'importance de celui-ci sur la coloration du bruit, ce qui indique qu'il serait peut-être nécessaire d'implémenter un modèle de conduit vocal au sein du modèle physique afin d'obtenir une coloration proche des mesures.

Les mesures de pression interne ont montré quant à elles que le bruit injecté en entrée de l'instrument était filtré passe-bas et que la pente de ce filtre dépendait de l'ouverture du canal d'anche : plus l'ouverture est grande, plus la pente est faible, et donc plus le contenu haute-fréquence est présent.

---

1. Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine - Avenue Olivier Messiaen 72085 LE MANS Cedex9



# Chapitre 5

## Intégration d'un signal bruité au sein du modèle physique d'instrument

Le “bruit de souffle” fait partie intégrante du timbre des instruments à vent. Après avoir effectué des mesures afin d’analyser ce type de signaux en situation de jeu sur un instrument réel, on désire inclure cette composante au sein du modèle physique d’instruments développé par Guillemain et coll. [38] (cf. annexe 7). En effet, le modèle physique ne comporte pas de “bruit de souffle”. Ainsi, au-dessous du seuil d’auto-oscillation, le signal de pression externe est nul, phénomène irréaliste d’un point de vue perceptif. Comme il a été indiqué précédemment, ajouter de manière purement additive un signal bruité au signal de pression externe ne contribue pas au réalisme perceptif, l’auditeur percevant alors deux signaux distincts [42]. Dans un contexte de synthèse par modèle physique, il est donc nécessaire, dans la mesure du possible, d’intégrer le signal bruité au sein du système. De cette façon, on peut espérer que le “bruit de souffle” obtenu à l’issue de la synthèse soit intégré au signal perçu et que son spectre soit en relation directe avec les paramètres de contrôle et les caractéristiques géométriques de l’instrument.

### 5.1 A quel niveau du modèle incorporer le bruit ?

Le modèle physique auquel on s’intéresse repose sur trois équations discrètes permettant de calculer pour chaque échantillon  $n$  le déplacement de l’anche, le débit et la pression d’entrée. Les caractéristiques géométriques (dont la conicité du résonateur) sont entièrement représentées par l’équation aux différences reliant la pression et le débit acoustiques en entrée du résonateur (cf. système d’équations 7.49). Comme on l’a précisé auparavant, on désire intégrer le bruit en entrée du modèle, afin que celui-ci soit modifié par le fonctionnement du modèle d’instrument. La question qui se pose alors est : à quel niveau du modèle ajouter ce signal afin d’obtenir un résultat le plus réaliste possible d’un point de vue perceptif ? Le but de cette étude étant d’obtenir un bruit qui, perceptivement, fasse partie intégrante du signal et dont les caractéristiques soient proches de celles des signaux expérimentaux, on étudie les signaux de pression externe engendrés par le modèle, au-dessous du seuil d’auto-oscillations, pour différentes méthodes d’addition d’un bruit blanc. Il est vrai que l’on a vu grâce aux mesures sur artificielles que le bruit interne était coloré (cf. annexe 12) mais on considère un bruit blanc afin de comprendre quelles sont les transformations qu’il subit lorsqu’on l’intègre au modèle complet. Il ne sera donc pas question dans cette partie de synthétiser des signaux perceptivement en accord avec

les mesures mais plutôt de comprendre les comportements inhérents au modèle lui-même. Le modèle physique auquel on s'intéresse peut être décrit via le système suivant (cf. équations 7.25, 7.32 et 7.30) :

$$\begin{cases} \frac{1}{\omega_r^2} \frac{d^2 x(t)}{dt^2} + \frac{q_r}{\omega_r} \frac{dx(t)}{dt} + x(t) = p_e(t) \\ P_e(\omega) = Z_e(\omega) U_e(\omega) \\ u_e(t) = \Theta(1 - \gamma + x(t)) \zeta(1 - \gamma + x(t)) \text{sign}(\gamma - p_e(t)) \sqrt{\gamma - p_e(t)} \end{cases}$$

Bien qu'il soit possible de linéariser ce système, comme cela a été fait par exemple dans [87], dans le cas du saxophone, à partir des mesures sur instrumentiste, il a été montré que des phénomènes non-linéaires apparaissent en dessous du seuil d'auto-oscillations. C'est pourquoi nous avons choisi d'étudier le comportement du modèle en temps discret plutôt que tenter de déduire des comportements à partir d'approximations analytiques.

Concernant l'addition d'un signal bruité au sein du système, trois possibilités simples s'offrent à nous : ajouter le bruit au déplacement de l'anche  $x$ , à la pression d'entrée  $p_e$  ou au débit d'entrée  $u_e$ . Il est important de garder à l'esprit que le contrôleur MIDI (WX5) utilisé pour gérer le modèle temps-réel ne permet pas de prendre en compte des variations rapides de la pression d'alimentation  $\gamma$  à cause d'une fréquence d'échantillonnage du signal de sortie du contrôleur plus faible que celle de l'algorithme de synthèse. Ainsi, lorsque qu'une information est envoyée à l'algorithme, celle-ci est conservée durant plusieurs échantillons de l'algorithme en attendant que le contrôleur renvoie une information actualisée. Par conséquent, nous nous intéressons à la composante bruitée créée par le jet turbulent et non pas à une composante bruitée qui pourrait être ajoutée à la pression d'alimentation  $\gamma$ .

**Remarque :** En considérant le résonateur linéaire et cylindrique, le fait d'imposer une source de bruit au niveau de la pression ou du débit en entrée de l'instrument va modifier la coloration du bruit. En effet, en partant des équations classiques de la ligne de transmission :

$$\begin{cases} P_e = \cos(k(\omega)L)P_s + jZ_c \sin(k(\omega)L)U_s \\ U_e = \frac{j}{Z_c} \sin(k(\omega)L)P_s + \cos(k(\omega)L)U_s \end{cases} \quad (5.1)$$

Si l'on suppose que la pression à la sortie s'annule et que l'on exprime  $\cos(k(\omega)L)$  et  $\sin(k(\omega)L)$  sous forme exponentielle, en imposant une source de bruit au niveau de la pression d'entrée, on obtient :

$$U_s = \frac{2e^{-jk(\omega)L}}{1 - e^{-2jk(\omega)L}} \frac{P_e}{Z_c} \quad (5.2)$$

Si l'on impose une source de bruit au niveau du débit d'entrée, on obtient :

$$U_s = \frac{2e^{-jk(\omega)L}}{1 + e^{-2jk(\omega)L}} U_e \quad (5.3)$$

En considérant que la pression externe est la dérivée temporelle du débit de sortie  $U_s$ , on remarque qu'imposer une source de bruit au niveau de la pression d'entrée va colorer le signal de pression externe avec les anti-résonances du tuyau et, inversement, imposer une source de bruit au niveau du débit à l'entrée va colorer la pression externe avec les résonances du tuyau.

### 5.1.1 Injection au niveau de l'équation définissant la pression d'entrée

La méthode (la plus intuitive peut-être) consiste à injecter le signal  $B$  au niveau de l'équation définissant la pression d'entrée  $p_e$  (équation 5.4). On ajoute ainsi une composante aléatoire dans le signal de pression  $p_e$  à chaque échantillon  $n$  avec  $B$ , un bruit blanc. On choisit un bruit blanc afin d'évaluer dans quelles mesures le modèle va modifier le spectre de celui-ci. On a vu précédemment (cf. paragraphe 4.4) que l'intensité du signal au-dessous du seuil d'auto-oscillation est liée à la pression d'alimentation. Dans une optique "synthèse", on commence par supposer que le niveau de bruit est proportionnel à la pression d'alimentation. On multiplie donc  $B$  par le paramètre  $\gamma$  lié à la pression d'alimentation. Ainsi plus la pression d'alimentation est élevée, plus le taux de bruit injecté à l'entrée du modèle a une amplitude importante. La figure 5.1 présente la DSP du signal de pression externe obtenu en sortie d'instrument (en dessous du seuil d'auto-oscillation) en utilisant cette méthode (exemple sonore n°47). La fréquence de résonance de l'anche est de 1250Hz et l'inverse du facteur de qualité  $q_r = 0.4$  (les caractéristiques de l'anche seront les mêmes pour toutes les simulations). Le résonateur conique a une première fréquence de résonance d'environ 120Hz. De cette façon, il est possible de distinguer l'influence du résonateur et de l'anche sur les caractéristiques du signal synthétisé. On remarque que l'influence de la résonance d'anche est extrêmement importante. Le fait d'injecter le bruit au niveau de la pression d'entrée implique une présence importante de la résonance d'anche au niveau u spectre du signal. De plus, conformément à l'équation 5.2, le bruit est coloré par les anti-résonances du résonateur.

$$p_e = p_e + \gamma B \quad (5.4)$$

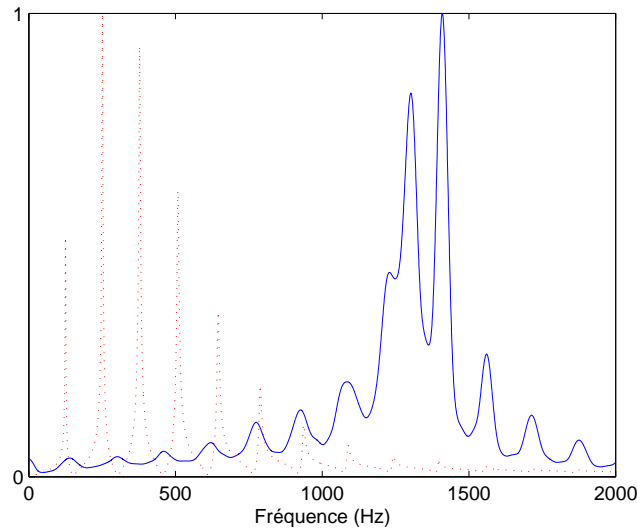


FIGURE 5.1 – PSD du signal de pression externe de synthèse au-dessous du seuil d'auto-oscillation après injection d'un bruit blanc au niveau de l'équation définissant la pression d'entrée (exemple sonore n°47). On a superposé la réponse du résonateur (pointillés).

### 5.1.2 Injection au niveau de l'équation définissant le débit d'entrée

Le bruit blanc  $B$  est injecté au niveau de l'équation définissant le débit d'entrée  $u_e$  (cf. équation 5.5). La figure 5.2 présente la PSD du signal de pression externe obtenu par cette méthode (exemple sonore n°48). En accord avec l'équation 5.3, le signal est cette fois-ci coloré par les résonances du tuyau et que celles-ci apparaissent bien. En ce qui concerne le contenu hautes fréquences du signal de pression externe, ceci est dû à la méthode utilisée pour le calcul de ce signal (dérivation de la somme des débit et pression internes). Ce comportement est assez éloigné de celui observé expérimentalement, l'injection du bruit au niveau de cette équation semble donc une option à éviter.

$$u_e = u_e + \gamma B \quad (5.5)$$

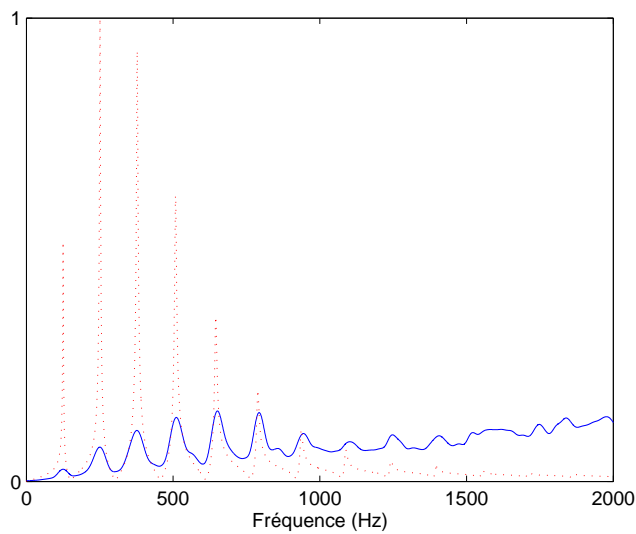


FIGURE 5.2 – PSD du signal de pression externe de synthèse au-dessous du seuil d'auto-oscillation après injection d'un bruit blanc au niveau de l'équation définissant le débit d'entrée (exemple sonore n°48). On a superposé la réponse du résonateur (pointillés).

### 5.1.3 Addition du bruit au niveau de l'équation définissant le déplacement de l'anche

On ajoute enfin le bruit au niveau de l'équation définissant le lien entre le déplacement de l'anche  $x$  et la pression dans le bec de l'instrument  $p_e$  (cf. annexe 7). On ajoute ainsi une composante aléatoire dans le déplacement de l'anche  $x$  à chaque échantillon  $n$  (équation 5.6) avec  $B$ , un bruit blanc (exemple sonore n°49).

$$x = x + \gamma B \quad (5.6)$$

La figure 5.3 présente la DSP du signal de pression externe obtenu après injection du bruit au niveau de l'équation définissant le déplacement de l'anche. Comme dans le cas précédent, le bruit

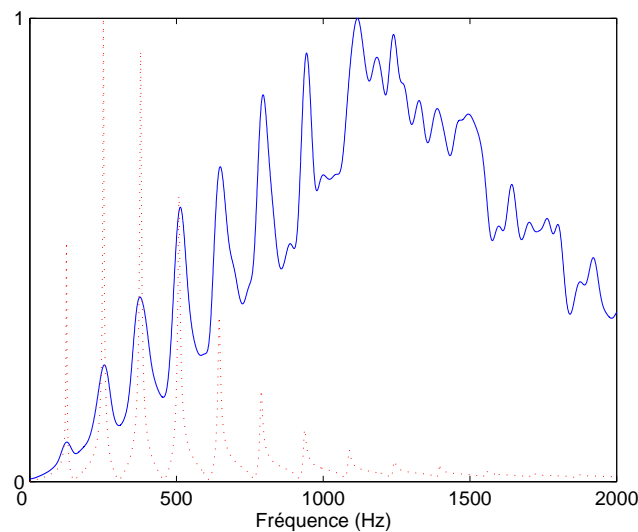


FIGURE 5.3 – PSD du signal de pression externe de synthèse au-dessous du seuil d’auto-oscillation après injection d’un bruit blanc au niveau de l’équation définissant le déplacement de l’anche (exemple sonore n°49). On a superposé la réponse du résonateur (pointillés).

blanc injecté en entrée du modèle est coloré par les résonances du résonateur ainsi que par celles de l’anche. Or, lors des mesures, la coloration du signal de pression externe au-dessous du seuil d’auto-oscillation était essentiellement due à la géométrie de l’instrument et du conduit vocal, alors que les résonances d’anche n’apparaissaient pas. La présence de la résonance d’anche semble donc être un problème inhérent au modèle de synthèse.

#### 5.1.4 Résumé

Cette première approche a permis de mettre évidence plusieurs points importants quant au comportement du modèle. Ainsi, l’addition d’un bruit blanc au niveau de l’équation définissant la pression d’entrée, le débit d’entrée ou le déplacement de l’anche permettent d’obtenir respectivement des signaux de pression externe essentiellement filtrés par l’anche, le résonateur ou les deux. L’addition au niveau de la pression induit une coloration par les anti-résonances du résonateur. La modélisation simple du “souffle du musicien” (bruit blanc) et l’injection au niveau du déplacement de l’anche (méthode qui n’est pas forcément la plus intuitive), permet d’obtenir un signal de pression externe filtré par les résonances du résonateur. Par contre, la résonance de l’anche agit tel un formant, ce qui n’est pas le cas pour les signaux expérimentaux. Il est également nécessaire de garder à l’esprit que les mesures de pression interne sur bouche artificielle (cf. annexe 12) ont montré que le bruit à l’entrée de l’instrument n’est pas blanc et que sa pente et son niveau dépendent des valeurs des paramètres de contrôle (ouverture du canal d’anche et pression d’alimentation). Par la suite, il va donc être nécessaire de trouver un moyen de limiter l’influence de l’anche et de filtrer passe-bas le bruit injecté en entrée du modèle...



## 5.2 Prise en compte d'un modèle de conduit vocal en amont de l'instrument

Des études antérieures ont montré que le conduit vocal influe sur certaines propriétés du son comme le spectre ou la fréquence de jeu [18] [56]. Fritz [32] [31] a étudié cette influence essentiellement de manière expérimentale, tandis que d'autres études se sont intéressées au problème de manière numérique [75]. Scavone s'est intéressé à la modélisation de la première résonance du conduit vocal en utilisant une formulation par éléments localisés [64]. Toutes ces études concernent le signal de pression externe obtenu au-dessus du seuil d'auto-oscillation. Comme il a été suggéré par les mesures, le conduit vocal semble avoir une influence non négligeable sur le spectre du signal au-dessous du seuil d'auto-oscillation. Philippe Guillemain a étudié le rôle du conduit vocal sur les transitoires d'attaque de signaux expérimentaux et a ensuite proposé un modèle simple de conduit vocal permettant de reproduire certains attributs observés sur les sons naturels (pour les parties transitoires et stationnaires) [37]. Nous allons à présent utiliser ce modèle simplifié et étudier son fonctionnement en présence de bruit, au-dessous du seuil d'auto-oscillations. L'implémentation et le fonctionnement du modèle conduit vocal+instrument sont détaillés dans [37]. Dans ce modèle, ce n'est plus la pression  $p_m$  à l'entrée de l'instrument qui est imposée, mais la pression  $p_g$  à l'entrée d'un cylindre permettant de prendre en compte de façon simplifiée le premier pic d'impédance du conduit vocal de l'instrumentiste (cf. figure 5.4).

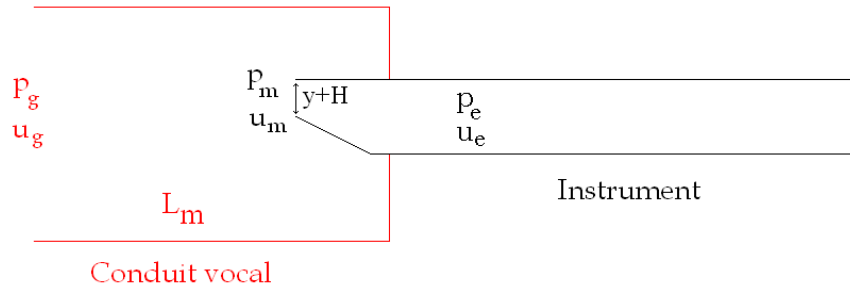


FIGURE 5.4 – Système conduit vocal-instrument

Les équations définissant le fonctionnement du modèle sont rappelées dans le système 5.7.  $p_g$  et  $u_g$  sont respectivement la pression et le débit à l'entrée du résonateur de longueur  $L_m$ , d'impédance caractéristique  $Z_m$  et de nombre d'onde  $k_m$  modélisant le conduit vocal,  $p_m$  et  $u_m$  la pression et le débit dans la bouche,  $p_e$  et  $u_e$  la pression et le débit à l'entrée du résonateur,  $S_e$  l'ouverture du canal d'anche à l'entrée du résonateur qui varie avec le temps et dépendante de  $x$  le déplacement de l'anche,

$v_{jet}$  la vitesse du jet se formant dans le canal d'anche à l'entrée du résonateur.

$$\left\{ \begin{array}{l} P_m(\omega) = \frac{2e^{-jk_m L_m}}{1 + e^{-2jk_m L_m}} P_g(\omega) - jZ_m \tan(k_m L_m) U_m(\omega) \\ \frac{1}{\omega_r^2} \frac{d^2 y(t)}{dt^2} + \frac{q_e}{\omega_r} \frac{dy(t)}{dt} + y(t) = -\frac{p_m(t) - p_e(t)}{\mu_r \omega_r^2} \\ S_e(t) = W\theta(H + y(t))(H + y(t)) \\ p_m(t) = p_e(t) + \frac{1}{2} \rho v_{jet} |v_{jet}| \\ u_m(t) = u_e(t) = S_e(t) v_{jet}(t) \\ u_e(t) = \text{sign}(p_m(t) - p_e(t)) S_e(t) \sqrt{\frac{2|p_m(t) - p_e(t)|}{\rho}} \end{array} \right. \quad (5.7)$$

En plus d'intégrer un modèle simplifié de conduit vocal, ce modèle adimensionné est différent de celui présenté dans le chapitre 7.2.2 afin de pouvoir comprendre des variations rapides de la pression d'alimentation. Cette nouvelle formulation permet d'ajouter le signal bruit  $B$  à la pression  $p_g$  (équation 5.8) :

$$p_g = p_g + \gamma B \quad (5.8)$$

Comme le montre la première équation du système 5.7, le bruit  $p_m$  en entrée de l'instrument est coloré par le conduit vocal. La figure 5.5 présente la DSP du signal de pression externe obtenu au-dessous du seuil d'auto-oscillation en injectant un bruit blanc au niveau de la pression  $p_g$  à l'entrée du conduit vocal. Le résonateur équivalent au conduit vocal a une longueur  $L_m$  égale à 0.17m. Les réponses du résonateur et du conduit vocal sont superposées. La réponse de l'anche n'apparaît plus (cette dernière a été fixée à 1250Hz) et que c'est le formant du conduit vocal simplifié que l'on retrouve au niveau de la pression externe (500Hz). On retrouve également les résonances du résonateur de l'instrument (fréquence fondamentale d'environ 105Hz). L'injection d'un signal aussi simple qu'un bruit blanc permet d'obtenir un résultat assez proche de celui observé expérimentalement : coloration par les résonances de l'instrument, absence des résonances d'anche, formant dû au conduit vocal. Cette méthode semble donc tout à fait appropriée. Malgré tout, l'amplitude des fréquences au-delà du premier pic du formant du conduit vocal apparaît trop élevée. Afin d'atténuer la contribution de ces fréquences, on injectera donc par la suite un bruit blanc filtré passe-bas grâce à un filtre du premier ordre du type  $\frac{b_b}{1 - a_b z^{-1}}$ . En effet, les mesures sur bouche artificielle (cf. annexe 12) ont montré que les signaux de pression interne dans le bec étaient, en première approximation, filtrés passe-bas, la pente du filtre et l'amplitude du signal dépendant des paramètres de contrôle. Conformément à ces constatations, on considère un modèle simple de filtre passe-bas du premier ordre pour colorer préalablement le bruit injecté dans le modèle. Dans la partie suivante, on utilise le même filtrage pour toutes les configurations des paramètres de contrôle. Mais dans une optique d'optimisation de l'enveloppe spectrale du bruit à injecter en fonction des contrôles, il serait nécessaire de faire varier les coefficients du filtre en fonction des paramètres de contrôle  $\gamma$  et  $\zeta$ , ainsi que moduler la longueur du cylindre modélisant le conduit vocal afin de faire varier la fréquence du formant.

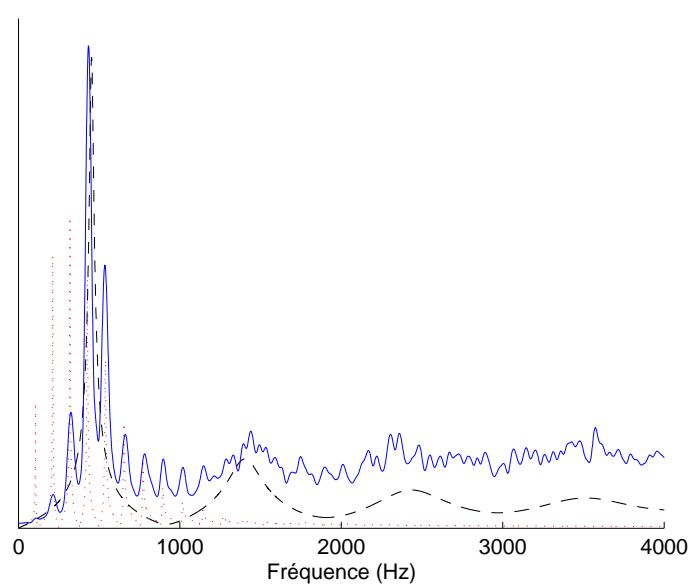


FIGURE 5.5 – DSP du signal de pression externe obtenu au-dessous du seuil d'auto-oscillation en injectant un bruit blanc au niveau de la pression  $p_g$  à l'entrée du conduit vocal (trait plein) (exemple sonore n°50). On a superposé la réponse du résonateur (pointillés) et celle du modèle de conduit vocal (tirets).

## 5.3 Influence des paramètres de contrôles

### 5.3.1 Spectre des signaux de pression externe

On a vu que le modèle d'introduction du bruit en entrée du conduit vocal permet d'obtenir un signal dont le contenu spectral présente des caractéristiques proches de celles observées expérimentalement. Il est à présent important d'étudier le comportement du modèle en fonction des valeurs des paramètres de contrôle  $\zeta$ , lié à l'ouverture moyenne du canal d'anche en l'absence de pression d'alimentation et  $p_M$ , la pression d'alimentation. La figure 5.6 présente les différentes DSP des signaux de pression externe simulés en-dessous du seuil d'oscillations (exemples sonores n° 52 à 60). La fréquence de résonance de l'anche est de 1250Hz. Le résonateur modélisant le conduit vocal a une fréquence de résonance de 800Hz. A pince constante, plus la pression d'alimentation est élevée, plus l'amplitude du signal de pression externe est importante. Le bruit filtré passe-bas et injecté en entrée du modèle étant multiplié par le paramètre  $\gamma$  (on aurait très bien pu choisir de multiplier par  $\sqrt{\gamma}$  ou  $\gamma^2$ ), ce comportement est normal. Quant au paramètre  $\zeta$ , il ne semble pas avoir d'influence significative sur l'amplitude ou la position des résonances. En revanche, on remarque que plus on réduit l'ouverture du canal d'anche, plus les harmoniques de rang élevé sont présents. On rappelle que le signal bruité injecté est toujours le même. Le formant qui colore le bruit correspond à celui du conduit vocal. Ainsi si les résonances correspondent à celles du résonateur, le formant est imposé par le conduit vocal présent en amont de l'instrument. Enfin, plus la pression d'alimentation augmente (et donc aussi le niveau de bruit) ou plus l'ouverture du canal d'anche diminue, plus la coloration due aux résonances passives du résonateur est importante. Ce phénomène est en accord avec les mesures effectuées avec un musicien sur un saxophone ténor. La figure 5.7 superpose la DSP d'un signal de pression externe, l'impédance du modèle de saxophone ainsi que celle du cylindre modélisant le conduit vocal. Afin de séparer sa contribution de celle du saxophone (dont le formant a une fréquence de 300Hz environ), on a imposé une fréquence de résonance de 150Hz pour le conduit vocal. Cette représentation permet de confirmer que le bruit est coloré par les résonances du saxophone mais que le formant est dû au conduit vocal.

### 5.3.2 Descripteurs liés au timbre - Brillance

De la même façon que pour les signaux expérimentaux, on étudie la brillance des signaux via deux descripteurs : le centre de gravité et l'étalement spectral. Le tableau 5.1 récapitule les valeurs obtenues pour les signaux de pression externe présentés figure 5.6. On note que les valeurs de  $\gamma$  et  $\zeta$  n'ont pas d'influence significative sur l'étalement. En revanche, le centre de gravité est sensible aux valeurs prises par les paramètres de contrôle. Ainsi plus la pression d'alimentation est importante, plus la valeur du centre de gravité est faible. De même avec  $\zeta$ , paramètre lié à la pince de l'anche, plus le musicien réduit l'ouverture moyenne du canal d'anche, plus la valeur du centre de gravité est réduite.

	$\gamma = 0.12$	$\gamma = 0.24$	$\gamma = 0.36$
<i>Centre de gravité spectral</i>			
$\zeta = 0.9$	6616Hz	6189Hz	5839Hz
$\zeta = 0.6$	6459Hz	5861Hz	5455Hz
$\zeta = 0.3$	5808Hz	5574Hz	4762Hz
<i>Étalement spectral</i>			
$\zeta = 0.9$	6190Hz	6171Hz	6122Hz
$\zeta = 0.6$	6135Hz	6120Hz	6024Hz
$\zeta = 0.3$	6100Hz	6078Hz	5876Hz

TABLE 5.1 – *Centre de gravité et étalement spectral des signaux de pression externe de synthèse pour différentes configurations des paramètres de contrôle.*

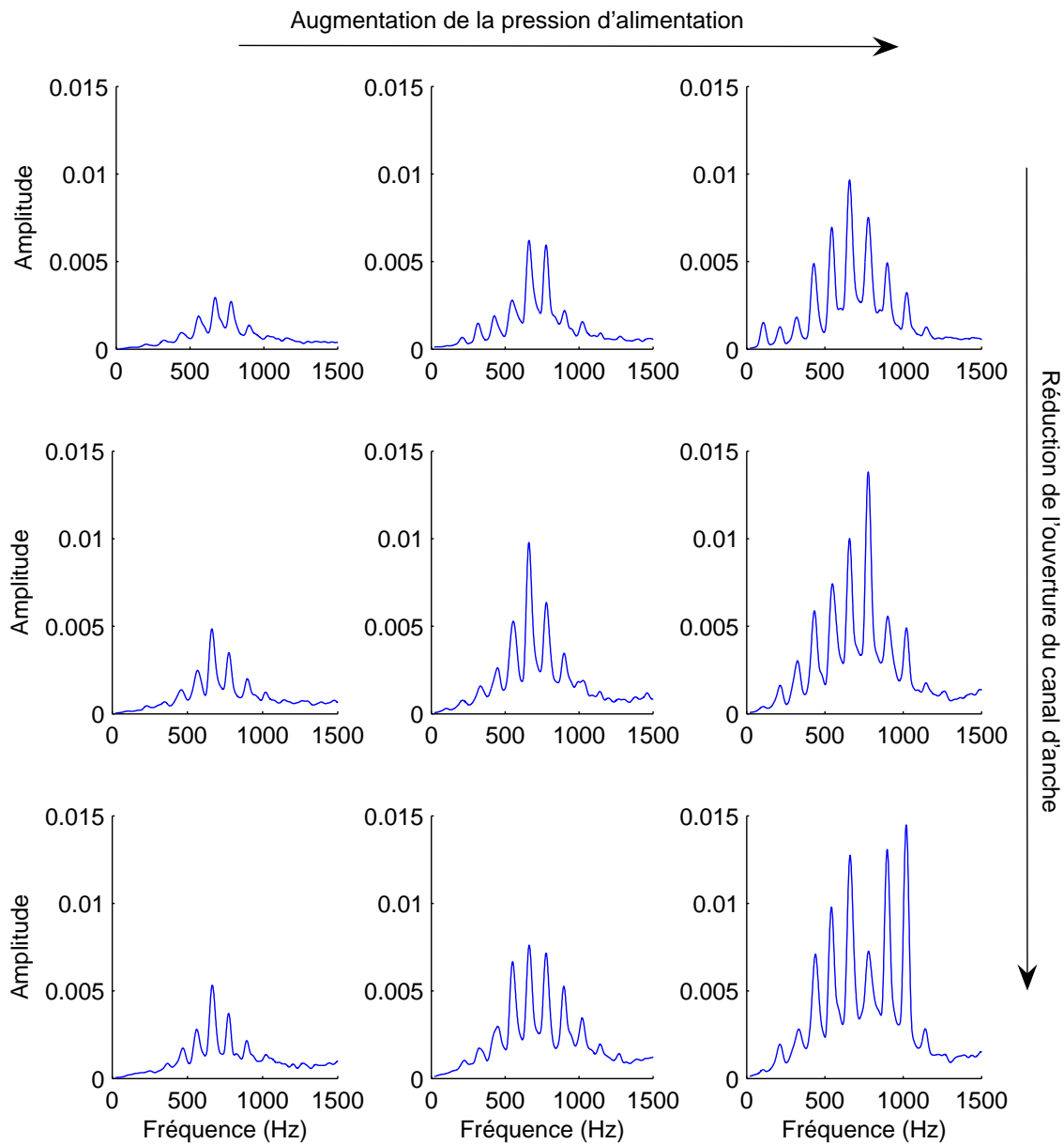


FIGURE 5.6 – Densités spectrales de puissance des signaux de pression externe simulés en-dessous du seuil d’auto-oscillation (exemples sonores n° 52 à 60). La fréquence de résonance de l’anche est de 1250Hz. Le résonateur modélisant le conduit vocal a une fréquence de résonance de 800Hz. Les résultats sont présentés en fonction des paramètres de contrôle. Chaque ligne correspond à une valeur de  $\zeta$  donnée (paramètre de contrôle lié à l’ouverture du canal d’anche). La première ligne correspond à une pince de l’anche faible, la seconde à une pince moyenne et la dernière à une pince élevée. Chaque colonne correspond à une pression d’alimentation donnée (de faible à élevée).

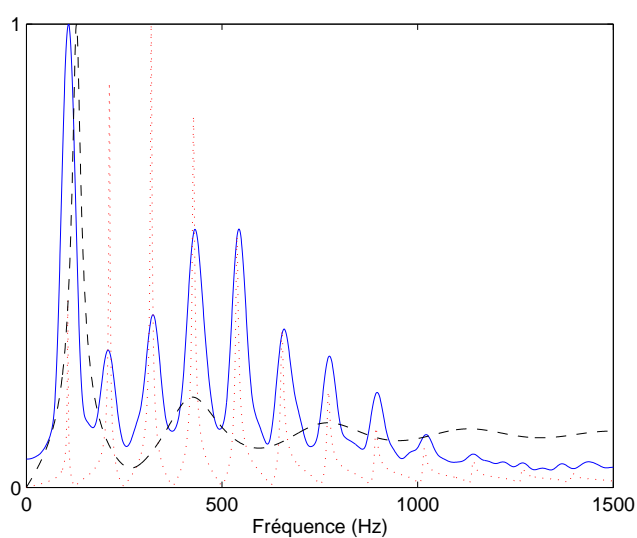


FIGURE 5.7 – Densité spectrale de puissance d'un signal de pression externe simulé en-dessous du seuil d'auto-oscillation (trait plein - exemple sonore n°51). La fréquence de résonance de l'anche est de 1250Hz. Le résonateur modélisant le conduit vocal, dont l'impédance est représentée en tirets, a une fréquence de résonance de 150Hz. L'impédance du saxophone est représentée en pointillés.

## 5.4 Conclusions

La modélisation du conduit vocal en amont de l'instrument et l'introduction d'un bruit filtré passe-bas en entrée de celui-ci permettent d'obtenir un signal de pression externe dont le spectre est filtré par le résonateur et par le formant du conduit vocal. Il est évident que les résultats que l'on obtient en injectant un modèle de bruit peuvent être améliorés en optimisant les paramétrages du filtre et la longueur du conduit vocal en fonction des paramètres de contrôle. Mais les comportements que l'on observe sur la figure 5.6 permettent d'affirmer que la prise en compte d'un modèle de conduit vocal est nécessaire pour pouvoir obtenir une coloration du bruit en accord avec les mesures. Il est ainsi possible de faire apparaître un formant similaire aux observations expérimentales et de s'affranchir de la résonance de l'anche.

Cette méthode simple est donc assez concluante. Par contre, l'influence des paramètres de contrôle  $\gamma$  et  $\zeta$  sur les propriétés des signaux diverge comparée aux comportements observés pour les mesures avec le musicien. Ceci suggère donc de généraliser les résultats expérimentaux en faisant plusieurs séries de mesures avec différents musiciens et, le cas échéant, d'affiner le modèle en modifiant le filtrage du bruit et/ou la géométrie du conduit vocal en fonction des valeurs des paramètres de contrôles.





# Conclusions - Perspectives

Au cours de ce travail de thèse, deux aspects des instruments à vent ont été étudiés : les transitions entre notes et la partie bruitée du son issu du souffle du musicien en dessous du seuil d'auto-oscillation de l'instrument. Des mesures avec des musiciens ou une bouche artificielle ont alors permis d'étudier le comportement des instruments et du son en situation de jeu ou de laboratoire. La complémentarité de ces approches a permis de mettre en évidence des comportements caractéristiques et de poser des questions, dont certaines restent ouvertes.

Les mesures avec musiciens ont permis de montrer plusieurs comportements systématiques apparaissant durant les transitions. Ainsi d'un point de vue perceptif, la fermeture (ou l'ouverture d'un trou latéral) est accompagnée d'un effet de glissando fréquentiel, d'une réduction du niveau sonore perçu et d'une réduction de la "brillance" du son. L'effet de glissando est alors facilement observable via une représentation temps-fréquence et le niveau sonore via le calcul de la sonie. Le centre de gravité spectral, le flux spectral, la méthode par tritestimulus ou encore l'étude du rapport entre harmoniques pairs et impairs ont permis de mettre en évidence les variations de timbre et de brillance au cours de la fermeture. Les mesures sur bouche artificielle ont confirmé les observations issues des mesures avec musiciens et mis en évidence l'indépendance de la forme du glissando, des variations de sonie ou du centre de gravité par rapport aux valeurs prises par les paramètres de jeu pour la clarinette. A l'issue des mesures, nous avons utilisé un modèle de trou latéral avec pertes linéaires au sein d'un modèle physique basé sur une réduction dynamique du rayon du trou latéral au cours de la transition. La comparaison des résultats expérimentaux et simulés a permis de montrer que cette méthode permet d'obtenir le glissando fréquentiel escompté. Si le premier effet perceptif est bien reproduit, ce modèle simple est apparu inadéquat concernant la réduction du niveau de sonie ou de la brillance du son au cours de la transition. En plus de ces faiblesses, ce modèle est coûteux d'un point de vue calculatoire. Un modèle approché, consistant en une interpolation temporelle entre les états initial et final du résonateur, a été proposé et calibré afin de reproduire le glissando fréquentiel du modèle complet. Les variations de sonie et de brillance obtenues se sont avérées plus en accord avec les mesures que celles obtenues pour le modèle plus complet. Afin d'améliorer les résultats fournis par le modèle, des pertes non linéaires dans le trou latéral ont été ensuite prises en compte et différentes méthodes de simulation ont été proposées. L'influence des non-linéarités terminales est alors apparue significative pour chacun des attributs du son. La résistance terminale du trou au cours de la transition étant différente dans les cas linéaire et non linéaire, le glissando fréquentiel diffère, mais la prise en compte des effets non linéaires permet d'obtenir des variations d'amplitudes des harmoniques de pression interne, de sonie, de brillance en accord avec les observations expérimentales. La méthode de transition par interpolation a été étendue au cas des pertes non-linéaires. Dans ce cas, la prise en compte des effets non linéaires au niveau du trou ne change que peu les résultats obtenus, l'effet de la non-linéarité au niveau du trou n'étant prise en compte que pour l'état initial du trou.

Le second aspect de ce travail concernait la détermination des origines de la coloration du bruit présent dans la pression externe en dessous du seuil d'auto-oscillations. Comme pour l'étude des transitions, dans un premier temps, des mesures avec des musiciens ont été effectuées. Il est alors apparu que le signal de pression externe en sortie d'instrument était "coloré" par les résonances de l'instrument mais qu'un formant dû au conduit vocal du musicien apparaissait également : deux sources de bruit semblent être présentes, une colorée par un formant du conduit vocal, présente dans la pression d'alimentation en amont de l'instrument et une autre créée par le jet turbulent en aval du canal d'anche. Ces mesures ont également montré que les résonances d'anche ne coloraient pas le bruit. A la suite de ces mesures, nous avons intégré un modèle de bruit au sein du modèle physique d'instrument. La modélisation d'un conduit vocal en amont de l'instrument et l'introduction d'un bruit filtré passe-bas s'est avérée être la meilleure solution afin d'obtenir un signal de pression externe dont le spectre était filtré par le résonateur ainsi que par le formant du conduit vocal, tout en ne faisant pas apparaître la résonance d'anche. Ces comportements permettent d'affirmer que la prise en compte d'un modèle de conduit vocal est nécessaire afin d'obtenir un comportement en corrélation avec les mesures.

Il semblerait utile de persévérer dans certaines directions initiées par ce travail :

- des mesures devraient être effectuées pour un plus large panel d'instrumentistes, d'instruments et de notes afin de pouvoir généraliser les comportements et effectuer des moyennes des variations de certains attributs au cours ;
- de la même manière, les mesures sur bouche artificielle devraient être effectuées en chambre anéchoïque, avec ou sans conduit vocal et pour différentes notes afin de généraliser les comportements de pression interne et externe, d'évaluer quantitativement l'influence du conduit vocal en fonction de sa géométrie et de pouvoir mettre en parallèle ces mesures avec les mesures avec musiciens afin d'évaluer la géométrie adoptée par ces derniers ;
- les résultats obtenus en utilisant le modèle présenté précédemment peuvent être évidemment améliorés en optimisant les paramétrages du filtre et la géométrie du conduit vocal en fonction des paramètres de contrôle via une mise en parallèle avec les résultats expérimentaux ;
- il semble intéressant d'étudier plus particulièrement les origines des différences de coloration entre la clarinette et le saxophone tant d'un point de vue expérimental que théorique ;
- d'après la coloration du bruit, il semble probable qu'il y ait deux sources distinctes : une première en amont de l'instrument colorée par le conduit vocal, une seconde en aval de l'anche. L'optimisation du modèle de synthèse pourrait donc passer par l'ajout simultané de sources de bruit au niveau du conduit et d'un autre élément de l'instrument.





## **Troisième partie**

### **Annexes**



# Chapitre 6

## Différents outils d'analyse des signaux

Cette annexe a pour but de rappeler brièvement les outils d'analyse utilisés tout au long de ce travail.

### 6.1 Densité spectrale de puissance

La densité spectrale d'un signal  $x$  correspond au module de la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation  $C_{xx}$ , ce qui équivaut à estimer la répartition moyenne de l'énergie du signal en fonction de la fréquence [90]. Cette grandeur est utilisée dans le cas de signaux aléatoires. La fonction d'autocorrélation du signal  $x$  à l'instant  $\tau$  s'écrit :

$$C_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)x^*(t - \tau)dt \quad (6.1)$$

$x^*$  est la quantité complexe conjuguée de  $x$  et  $T$  la longueur du signal  $x$ .

Si l'on considère que la transformée de Fourier d'un signal  $s$  s'écrit :

$$\widehat{s}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t)e^{-j\omega t}dt, \quad (6.2)$$

la densité spectrale de puissance  $DSP$  du signal  $x$  s'écrit alors :

$$DSP(f) = \left| \widehat{C}_{xx}(\omega) \right|. \quad (6.3)$$

### 6.2 Spectrogramme

Le spectrogramme est une représentation temps-fréquence d'un signal permettant d'observer l'évolution de son spectre au cours du temps en associant à chaque instant  $t$  d'un signal  $s$ , son spectre de fréquence. Pour ce faire, on calcule la transformée de Fourier à court-terme du signal pour des fenêtrages temporels successifs :

$$S(\tau, \omega) = \int s(t)\bar{W}(t - \tau)e^{-j\omega(t - \tau)}dt \quad (6.4)$$



La fonction  $S$  a donc deux arguments :  $\tau$  le temps et  $\omega$  la pulsation. La fenêtre  $\bar{W}(t)$  est d'énergie finie. Dans tous les exemples, on utilisera une fenêtre gaussienne où  $\sigma$  permet d'adapter la résolution fréquentielle de l'analyse :

$$\bar{W}(t) = e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} \quad (6.5)$$

La figure 6.1 présente un exemple de spectrogramme. L'axe des abscisses correspond au temps, l'axe des ordonnées aux fréquences. Les niveaux de gris (ou de couleurs) permettent de représenter graphiquement la valeur du module de  $S(\tau, \omega)$ .

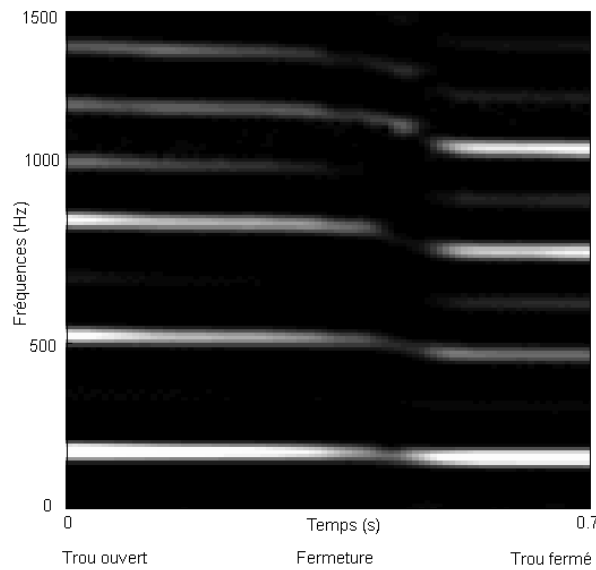


FIGURE 6.1 – Exemple de spectrogramme obtenu lors d'une transition expérimentale entre deux notes de saxophone.

Tout au long de ce travail, la fréquence d'échantillonnage des signaux est de 44.1kHz et la largeur de la fenêtre d'analyse  $\tau$  est de 2048 points.

## 6.3 Sonie

La sonie est la grandeur subjective liée à la perception acoustique de l'intensité. Elle permet d'évaluer l'intensité des sons telle qu'elle est perçue chez l'homme en prenant en considération la sensibilité du système auditif de l'oreille humaine en fonction des fréquences. Il ne faut donc pas confondre sonie et mesures objectives d'intensités du son. La méthode de calcul a été initialement développée par Zwicker [91] et s'applique aux signaux stationnaires. Afin de prendre en compte, la sensibilité de l'oreille aux différentes bandes fréquentielles, Zwicker a introduit la notion de bandes critiques qui consiste à segmenter la gamme audible en un nombre donné de bandes. Le calcul de la sonie passe alors par l'évaluation de l'excitation de chaque bande.

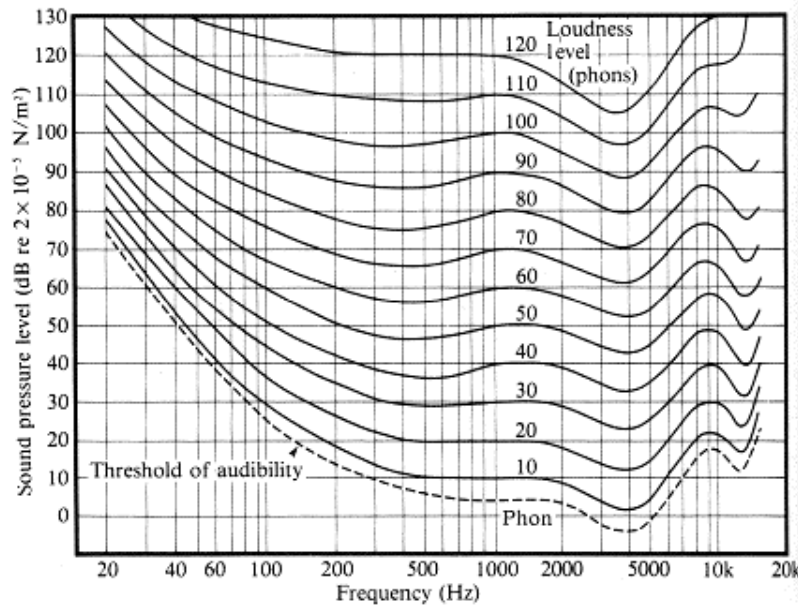


FIGURE 6.2 – Courbes de sonie déterminées expérimentalement par Robinson et Dadson [63].)

La figure 6.2 présente les niveaux de sonies déterminés expérimentalement par Robinson et Dadson en 1956 pour des sons purs (ces travaux sont une révision des travaux de Fletcher et Munson datant de 1933 [28]). On remarque que la sensibilité de notre oreille varie considérablement avec la fréquence. Ainsi, pour une personne dotée d’une ouïe normale, un son pur de 20Hz joué à 40dB sera perçu moins fort qu’un son de 1kHz joué à 40dB. Nous utiliserons un algorithme de calcul de sonie basé sur le modèle de Zwicker et développé par Isabelle Boulet [12].

## 6.4 Descripteurs de timbre

Dans un contexte musical, le “timbre” est ce qui permet de différencier deux sons ayant une même hauteur, une même intensité et une même durée (d’après la définition normative de l’A.S.A. - Acoustical Society of America). On va ainsi pouvoir distinguer un son de clarinette d’un son de saxophone, ou encore un son de trompette joué piano d’un son joué fortissimo. La description du timbre peut alors passer par l’évaluation de différents descripteurs du son tels que la rugosité, la richesse ou encore la brillance. Dans le cadre de ce travail, nous nous sommes intéressés aux variations de “brillance”.

La notion de “brillance” d’un son est une qualité constamment utilisée en psychoacoustique. Celle-ci a été empruntée aux attributs utilisés dans le domaine de la perception visuelle. On parlera de son “mat” ou “brillant”. Cette notion de brillance est directement liée au timbre (à la “couleur”) du son et à la distribution de l’énergie au sein du spectre. Plusieurs descripteurs peuvent alors être utilisés pour décrire les caractéristiques de celui-ci : le centre de gravité, l’étalement, le flux ou encore le poids de certains groupes d’harmoniques par rapport à d’autres (méthode par tristimulus ou rapport entre harmoniques pairs et impairs).

### 6.4.1 Centre de gravité spectral

Le centre de gravité spectral (CGS) correspond à la moyenne de la distribution de l'énergie du spectre du signal. Les définitions peuvent varier en fonction du type de signal analysé. Ainsi, pour un signal harmonique, le centre de gravité d'un signal ayant un nombre de composantes fréquentielles  $N_c$  fini peut être calculé comme suit :

$$CGS = \frac{\sum_{k=1}^{N_c} f_k A_k}{\sum_{k=1}^{N_c} A_k} \quad (6.6)$$

$f_k$  est la fréquence de la  $k^{eme}$  raie et  $A_k$  son amplitude.

Pour un signal aléatoire ou dont le contenu spectral est fortement bruité, le centre de gravité spectral est calculé sur tout le spectre (de 0Hz à  $F_{echantillonnage}/2$ ). La formulation diffère alors légèrement de celle utilisée pour les analyses de signaux harmoniques et décrite équation 6.6. En effet, pour l'analyse de signaux de bruit, le spectre est trop riche pour utiliser une formulation basée sur une décomposition harmonique du signal.

Pour les signaux bruités, le barycentre est calculé à partir de la densité spectrale de puissance :

$$CGS = \frac{\int \omega |C_{xx}(\omega)| d\omega}{\int |C_{xx}(\omega)| d\omega} \quad (6.7)$$

ce qui, pour les signaux échantillonnés donne (cf. [5] [59]) :

$$CGS_{bruit} = \frac{\sum_{k=1}^{N-1} f(k) A(k)}{\sum_{k=1}^{N-1} A(k)} \quad (6.8)$$

$A(k)$  est l'amplitude de la "tranche"  $k$ ,  $f(k)$  sa fréquence et  $N$  la longueur de la transformée de Fourier discrète.

### 6.4.2 Étalement spectral

L'étalement spectral (ES) est complémentaire du centre de gravité et correspond à la variance de la distribution de l'énergie du spectre. Celui-ci est calculé en utilisant la formulation donnée par Marozeau [53] avec  $f_k$ ,  $A_k$ ,  $N_c$  et  $CGS$  les mêmes notions que pour l'équation 6.6. L'étalement est directement lié à l'écart-type autour du centre de gravité, ce qui revient à dire que plus la valeur de l'étalement est

élevée, plus la bande fréquentielle perceptivement pertinente est large.

$$ES = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^{N_c} (f_k - CGS)^2 A_k}{\sum_{k=1}^{N_c} A_k}} \quad (6.9)$$

### 6.4.3 Flux spectral

D'après McAdams et coll. [55], il existe également une relation entre l'évolution du timbre et la fluctuation spectrale. Lorsque le spectre d'un signal évolue de manière significative, le timbre de celui-ci varie également. Calculer le flux spectral (FS) revient alors à évaluer dans quelle mesure le timbre est modifié au cours du temps. Plus précisément, on calcule les différences spectrales entre deux fenêtres temporelles successives. Plus les variations spectrales sont importantes, plus le taux de fluctuation a une valeur faible. Le flux varie entre 1 (lorsqu'il n'y a pas de variations spectrales entre la fenêtre  $p$  et la fenêtre  $p - 1$ ) à 0 (lorsque il n'y a aucune corrélation spectrale entre les fenêtres  $p$  et  $p - 1$ ). En effet, il correspond à la "moyenne des corrélation entre les spectres d'amplitudes de fenêtres temporelles adjacentes ; plus le degré de variation est faible plus la corrélation est grande [53]". On utilisera la formulation suivante (cf. [15]) :

$$FS = \frac{1}{N} \sum_{p=2}^{p=N} |r_{p,p-1}| \quad \text{avec} \quad N = \frac{T}{\Delta t} \quad (6.10)$$

avec  $T$  la durée du signal,  $\Delta t$  la longueur de la fenêtre d'analyse,  $N$  le nombre de fenêtres considérées et  $r_{p,p-1}$  le coefficient de corrélation de Pearson entre deux fenêtres aux instants  $p$  et  $p - 1$  (avec  $r_{p,p-1} = \frac{C_{p,p-1}}{\sqrt{C_{p,p}^2 C_{p-1,p-1}^2}}$ , où  $C_{x,y}$  est l'auto-corrélation).

Nous avons utilisé un algorithme de calcul développé par Mathieu Barthet [4].

### 6.4.4 Méthode par tristimulus

Cette méthode, initialement proposée par Pollard [61] a été développée à l'origine pour l'étude des transitoires en musique. Elle a été par exemple utilisée pour étudier l'influence des caractéristiques de jeu sur l'amplitude des harmoniques de son de flûte [89], l'étude et la création de modèles de timbre [46] ou encore la classification d'instruments par leur timbre [48]. L'idée générale de cette méthode est assez simple. Grâce à un filtrage par bande fréquentielle, on isole les harmoniques du signal. Après extraction des différentes composantes du signal, on resynthétise trois signaux distincts. Par exemple, pour un signal harmonique :

- on isole le fondamental ;
- on isole une bande fréquentielle contenant les harmoniques 2 à  $n$  ;
- on isole la bande fréquentielle correspondant aux harmoniques supérieurs jusqu'à l'harmonique de rang  $N_c$ .

On calcule alors la valeur d'un descripteur ou attribut donné (sonie, amplitude, énergie etc) pour chacun des groupes avant de normaliser (équations 6.11, 6.12 et 6.13).

$$tristimulus_1 = \frac{T_1}{T_{total}} \quad (6.11)$$

$$tristimulus_2 = \frac{T_2}{T_{total}} \quad (6.12)$$

$$tristimulus_3 = \frac{T_3}{T_{total}} \quad (6.13)$$

avec  $T_1$  la valeur du descripteur pour le fondamental seul,  $T_2$  la valeur du descripteur pour la partie du signal composée des harmoniques 2 à  $n$ ,  $T_3$  la valeur du descripteur pour la partie du signal composée des harmoniques  $n$  à  $N_c$  le nombre de composantes considérées et  $T_{total} = T_1 + T_2 + T_3$ .

### 6.4.5 Rapport pairs/impairs

On sait que la relation entre harmoniques pairs et impairs peut être très importante pour l'analyse spectrale de signaux d'instruments comme la clarinette, le spectre de celle-ci étant pauvre en harmoniques pairs [10]. Le timbre de cet instrument est d'ailleurs en partie lié à cette relation pairs/impairs. En complément d'une analyse via la méthode par tristimulus, il peut être également intéressant d'observer comment évoluent certains descripteurs en fonction de la parité des harmoniques. Pour ce faire, après avoir extrait les variations d'amplitude et de fréquence des  $N_c$  premiers harmoniques, on re-synthétise deux signaux distincts, le premier étant constitué des harmoniques pairs, le second des harmoniques impairs (en excluant le fondamental). C'est pour éviter une trop forte corrélation entre le tristimulus 1 et le paramètre impair que ce dernier est calculé à partir du troisième harmonique [46]. Comme pour les tristimuli, on calcule alors la valeur d'un descripteur donné pour les deux signaux avant de normaliser (équations 6.14 et 6.15).

$$pair = \frac{T_{pair}}{T_{total}} \quad (6.14)$$

$$impair = \frac{T_{impair}}{T_{total}} \quad (6.15)$$

avec  $T_{pair}$  la valeur du descripteur du signal composé uniquement des harmoniques pairs,  $T_{impair}$  la valeur du descripteur du signal composé uniquement des harmoniques impairs et  $T_{total} = T_{pair} + T_{impair} + T_1$  ( $T_1$  correspond à la valeur du descripteur du signal composé du fondamental seul).

# Chapitre 7

## Modèle d'instrument

Cette partie s'attache à d'écrire le modèle de synthèse développé par Guillemain [38] au sein duquel des raffinements ont été intégrés au cours de ce travail de thèse.

### 7.1 Modèles de résonateur

La modélisation physique des instruments de musique a connu un développement important depuis les années soixante. On citera par exemple Benade et Gans [8] et leur étude concernant la description du fonctionnement des instruments à vent (1968). En ce qui concerne la simulation, on notera le travail de Schumacher [67] en 1981. Mais il faudra attendre les travaux de Smith [72] ou Välimäki [86] pour voir une explosion des travaux dédiés à la synthèse numérique en temps-réel dont la base est une représentation en variables d'ondes, qui a donné lieu à un ensemble de méthodes appelées “guides d'ondes numériques” (digital waveguides).

#### 7.1.1 Représentation en variables d'ondes

D'après D'Alembert (1747), pour une corde vibrante “idéale” (sans perte ni raideur et dans le cas linéaire), l'équation d'onde, décrivant la propagation d'une onde, s'écrit (dans un espace à une dimension), avec  $c$  la célérité du son :

$$\frac{\partial^2 y(x, t)}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 y(x, t)}{\partial x^2} = 0 \quad (7.1)$$

La représentation en variables d'ondes consiste à décomposer la solution de cette équation en deux ondes se propageant dans deux directions opposées :

$$y(x, t) = y^+(t - x/c) + y^-(t + x/c) \quad (7.2)$$

Considérons une onde de pression acoustique monochromatique de fréquence circulaire  $\omega$ .

#### Pression et débit

On s'intéresse aux ondes de pression et débit. Pour un résonateur cylindrique de surface  $S$ , dans lequel on considère la propagation sans perte d'une onde plane, on définit  $p(x, t)$  la pression acoustique

à l'instant  $t$  et pour le point  $x$  comme suit, avec  $k(\omega) = \omega/c$  le nombre d'onde lorsque l'on considère le cas sans perte, avec  $A$  et  $B$  constantes :

$$p(x, t) = Ae^{j(\omega t - kx)} + Be^{j(\omega t + kx)} \quad (7.3)$$

Utilisons l'équation de conservation de la quantité de mouvement,

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = -\nabla p = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (7.4)$$

où  $v$  est la vitesse. En considérant  $u = Sv$  le débit, on obtient :

$$u(x, t) = -\frac{S}{\rho} \int \frac{\partial}{\partial x} p(x, t) dt = \frac{S}{\rho c} [Ae^{j(\omega t - kx)} - Be^{j(\omega t + kx)}] \quad (7.5)$$

En écrivant la pression en décomposition de type variables d'ondes, on a :

$$p(x, t) = p^+(t - \frac{x}{c}) + p^-(t + \frac{x}{c}) \quad (7.6)$$

Ce qui permet d'exprimer le débit sous la forme :

$$u(x, t) = \frac{S}{\rho c} [p^+(t - \frac{x}{c}) - p^-(t + \frac{x}{c})] = u^+(t - \frac{x}{c}) + u^-(t + \frac{x}{c}) \quad (7.7)$$

On a donc, en définissant  $Z_0 = \frac{\rho c}{S}$ , l'impédance caractéristique du cylindre :

$$\begin{cases} p^+(t - \frac{x}{c}) = \frac{\rho c}{S} u^+(t - \frac{x}{c}) \\ p^-(t + \frac{x}{c}) = -\frac{\rho c}{S} u^-(t + \frac{x}{c}) \end{cases} \quad (7.8)$$

En combinant les équations 7.6 et 7.7, on exprime facilement les variables d'ondes  $p^+$  et  $p^-$  en fonction des variables physiques de Kirchhoff  $p$  et  $u$  :

$$\begin{cases} p^+ = \frac{p + Z_0 u}{2} \\ p^- = \frac{p - Z_0 u}{2} \end{cases} \quad (7.9)$$

De même :

$$\begin{cases} p = p^+ + p^- \\ u = \frac{p^+ - p^-}{Z_0} \end{cases} \quad (7.10)$$

Les variables d'ondes  $p^+$  et  $p^-$  sont donc issues d'un changement de variables à partir des variables physiques  $p$  et  $u$ .

### Fonction de réflexion

D'après les équations 7.3 et 7.5, on a, lorsque  $x = 0$  et  $x = L$  et avec  $Z_0 = \frac{\rho c}{S}$  l'impédance caractéristique du cylindre de surface  $S$  :

$$\begin{cases} \frac{p(0, t) + Z_0 u(0, t)}{2} = A e^{j\omega t} \\ \frac{p(L, t) + Z_0 u(L, t)}{2} = A e^{j(\omega t - kL)} = \frac{p(0, t) + Z_0 u(0, t)}{2} e^{-jkL} \end{cases} \quad (7.11)$$

De la même manière, on a :

$$\begin{cases} \frac{p(0, t) - Z_0 u(0, t)}{2} = B e^{j\omega t} \\ \frac{p(L, t) - Z_0 u(L, t)}{2} = B e^{j(\omega t + kL)} = \frac{p(0, t) - Z_0 u(0, t)}{2} e^{jkL} \end{cases} \quad (7.12)$$

Si l'on suppose que le résonateur est ouvert à son extrémité (lorsque  $x = L$ ), on a  $p(L, t) = 0$ . Par conséquent, d'après l'équation 7.6 :

$$p^+(t + \frac{L}{c}) + p^-(t - \frac{L}{c}) = 0 \quad (7.13)$$

D'où :

$$p^- e^{jkL} = -p^+ e^{-jkL} \quad (7.14)$$

Finalement, si l'on note  $R_{ref}$  le coefficient de réflexion en  $x = 0$ , pour un tuyau ouvert, on a :

$$p^- = -e^{-2jkL} p^+ = R_{ref} p^+ \quad (7.15)$$

La fonction de réflexion est donc :  $R_{ref} = -e^{-2jkL} = \frac{p^+}{p^-}$

### Pertes

La prise en compte des pertes dues à la propagation nécessite dans un premier temps de redéfinir le nombre d'onde  $k(\omega)$ . Il inclut le retard dû à la propagation, la dispersion ainsi que la dissipation correspondant aux effets viscothermiques. D'après Kirchhoff (cf. Pierce [60]) et après approximation, on obtient la formulation suivante :

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c} - \frac{i^{3/2}}{2} \alpha c \sqrt{\omega} \quad (7.16)$$

avec  $\alpha = \frac{2}{R c^{3/2}} (\sqrt{l_v} + (\frac{C_p}{C_v} - 1) \sqrt{l_t})$ ,  $R$  le rayon du résonateur,  $c$  la célérité du son,  $l_v$  et  $l_t$  les longueurs caractéristiques associées aux phénomènes viscothermiques,  $C_p/C_v$  le rapport des chaleurs spécifiques à pression et à volume constants. Les valeurs typiques des constantes physiques, en unités mKs, sont :  $c = 340$ ,  $l_v = 4.10^{-8}$ ,  $l_t = 5.6.10^{-8}$ ,  $C_p/C_v = 1.4$ . La propagation sur une longueur  $L$  est donc définie comme suit :

$$e^{-jk(\omega)L} = e^{-\frac{\alpha c}{2} \sqrt{\frac{\omega}{2}} L} e^{-j(\frac{\omega L}{c} + \frac{\alpha c}{2} \sqrt{\frac{\omega}{2}} L)} \quad (7.17)$$



où  $e^{-\frac{\alpha c}{2} \sqrt{\frac{\omega}{2}} L}$  correspond à la dissipation sur la longueur  $L$ ,  $e^{-j\frac{\omega L}{c}}$  correspond au retard dû au trajet de l'onde sur la longueur  $L$  et  $e^{-j\frac{\alpha c}{2} \sqrt{\frac{\omega}{2}} L}$  à la dispersion pour un aller sur la longueur  $L$ .

### Guide d'ondes numérique

Les guides d'ondes numériques utilisent la décomposition en variables d'onde de la solution de l'équation de propagation 7.2. Une formulation numérique nécessite d'exprimer l'équation 7.2 dans le domaine discret. Pour ce faire, on effectue les changements de variables  $t \rightarrow nT$  et  $x \rightarrow mX$ , avec une fréquence d'échantillonnage  $f_s = 1/T$ . On obtient :

$$y(mX, nT) = y^+(nT - mX/c) + y^-(nT + mX/c) \quad (7.18)$$

Si l'on considère qu'en pratique  $T = 1$  et si l'on pose  $X = cT$ , l'équation 7.18 devient :

$$y(m, n) = y^+(n - m) + y^-(n + m) \quad (7.19)$$

Il est alors possible de calculer la valeur de  $y$  pour n'importe quel échantillon  $n$ . Le schéma-bloc de la figure 7.1 permet de visualiser le comportement des ondes aller (+) et retour (−) décrit par l'équation 7.19 et les retards auxquels sont sujets les variables. Le symbole  $z^{-k}$  représente un retard de  $k$  échantillons.

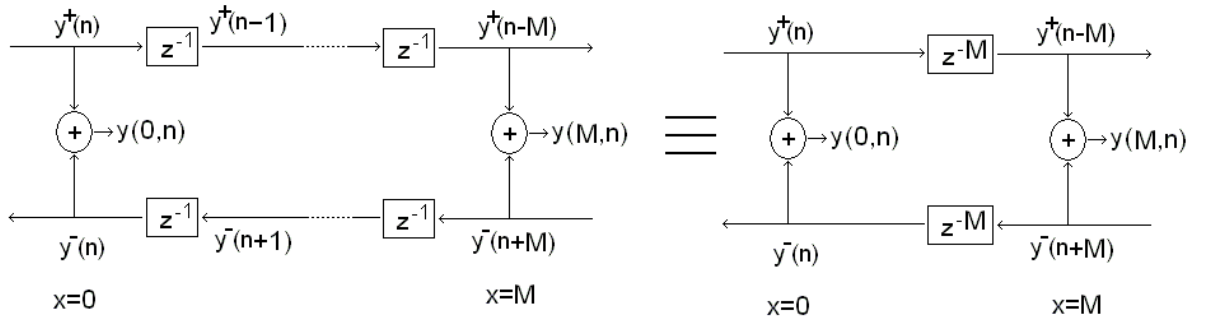


FIGURE 7.1 – Simulation discrète d'un résonateur idéal, sans perte.

La décomposition des signaux de pression et débit en ondes aller-retour implique la prise en compte de retards dus au fait que les ondes se propagent sur une longueur  $L$ . La modélisation d'un résonateur de type clarinette par guide d'onde numérique [74] nécessite d'utiliser des lignes de retard pour représenter le trajet des ondes et ainsi simuler les pertes ou la dispersion au cours du trajet à l'aide de filtres numériques. Le coefficient de réflexion  $R_{ref}$  va dépendre de la fréquence et prendre en compte le retard, la dissipation et la dispersion dus à la propagation.  $R_{ref}$  s'écrit alors sous la forme :

$$R_{ref}(\omega) = |R_{ref}(\omega)| e^{-j(\omega D - \phi_R(\omega))} \quad (7.20)$$

$|R_{ref}(\omega)|$  correspond à la dissipation,  $e^{-j\omega D}$  au retard et  $e^{j\phi_R(\omega)}$  à la dispersion sur une longueur  $L$ .

## 7.2 Modèle de fonctionnement

### 7.2.1 Fonctionnement général des instruments à anche simple

La clarinette et le saxophone font partie de la famille des instruments à vent dits à anche simple. On peut schématiser ces instruments comme suit : un résonateur (quasiment cylindrique pour la clarinette ou majoritairement conique pour le saxophone) à l'entrée duquel est placée une embouchure (ou bec). Une anche est fixée contre le bec.

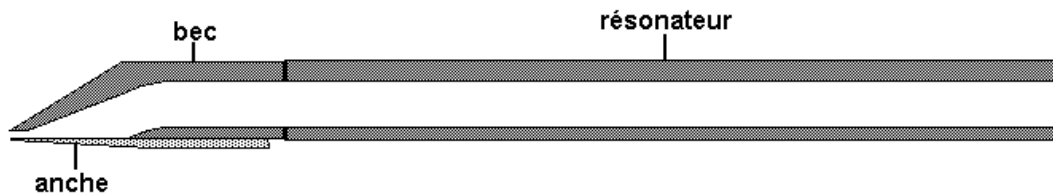


FIGURE 7.2 – Schéma d'une clarinette

Le musicien, en soufflant dans son instrument, impose une pression supérieure à la pression atmosphérique, une source de débit est alors créée. Le son naît du mouvement oscillatoire de l'air. L'anche agit tel un clapet oscillant, modulant l'ouverture à l'entrée de l'instrument. Il apparaît une mise en oscillations de la pression et du débit d'air via une “collaboration” vibratoire entre l'anche et le résonateur. La pression acoustique à l'intérieur de la clarinette se propage le long du résonateur. Une partie de l'énergie rayonne à son extrémité ou par les trous latéraux ouverts : c'est le son que l'on entend. Une autre partie de l'énergie est perdue à cause des pertes dans le résonateur. Lorsque le musicien “tient” la note (qu'il souffle de manière continue) l'énergie perdue est constamment remplacée par de l'énergie injectée par le musicien. La hauteur de la note jouée est alors définie en première approximation par la géométrie du résonateur, la colonne d'air dans l'instrument vibrant aux fréquences favorisées par celui-ci. [88]

### 7.2.2 Modèle à temps continu adimensionné

On considère un modèle physique classique d'instrument de type clarinette (cf. [87]) et sa version temps-réel développée par Guillemain et al. [38]. Cette méthode n'utilise pas les variables d'ondes, mais les variables physiques tout au long du processus de synthèse. Nous résumons brièvement différents points discutés dans cet article. Nous allons dans un premier temps nous attacher à décrire le fonctionnement du modèle pour un simple cylindre. Ce modèle est basé sur trois équations issues des modèles physiques classiques. La première correspond à la relation (linéaire) d'impédance entre la pression et le débit à l'entrée du résonateur. Le déplacement de l'anche (qui peut être vue comme une barre non uniforme encastree d'un côté et libre de l'autre, et ayant de nombreux modes de vibrations [75] [76] à des fréquences supérieures aux fréquences de jeu) est modélisé par un oscillateur linéaire à un degré de liberté et enfin la caractéristique non linéaire correspondant au couplage entre le débit et la pression et le déplacement de l'anche au niveau de l'embouchure.

### Impédance d'entrée d'un résonateur cylindrique avec pertes

La figure 7.3 présente le schéma d'un cylindre de rayon  $R$  et de longueur  $L$ .  $p_e$  et  $u_e$  correspondent respectivement à la pression et au débit acoustiques à l'entrée du résonateur,  $p_s$  et  $u_s$  à la pression et au débit acoustiques à sa sortie.

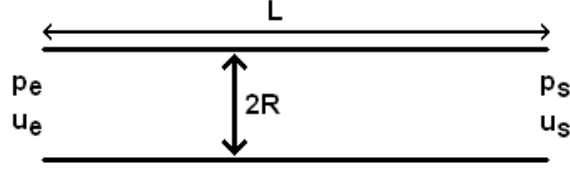


FIGURE 7.3 – Résonateur cylindrique.  $p_e$  et  $u_e$  la pression et le débit à l'entrée du résonateur.  $p_s$  et  $u_s$  la pression et le débit à la sortie du résonateur.  $R$  et  $L$  sont respectivement le rayon et la longueur du résonateur.

En utilisant le système 7.10, on a :

$$\begin{cases} p = p^+ + p^- = p^+(1 - e^{-2jk(\omega)L}) \\ u = \frac{p^+ - p^-}{Z_0} = \frac{p^+}{Z_0}(1 + e^{-2jk(\omega)L}) \end{cases} \quad (7.21)$$

Si l'on définit  $Z = \frac{p}{u}$  l'impédance d'entrée du résonateur, on a finalement :

$$Z(\omega) = Z_0 \frac{1 - e^{-2jk(\omega)L}}{1 + e^{-2jk(\omega)L}} = Z_0 \frac{1 + R_{ref}}{1 - R_{ref}} = jZ_0 \tan(k(\omega)L) \quad (7.22)$$

L'adimensionnement des variables s'effectue en normalisant comme suit (cf. [87]) les variables dimensionnées  $\tilde{p}_{e,s}$  et  $\tilde{u}_{e,s}$  :  $p_{e,s} = \tilde{p}_{e,s}/p_M$  et  $u_{e,s} = Z_0 \tilde{u}_{e,s}/p_M$  avec  $Z_0 = \rho c/(\pi R^2)$  l'impédance caractéristique du résonateur et  $p_M$  la pression de placage statique de l'anche (définie dans le paragraphe suivant).

### Impédance d'entrée d'un cylindre court

Afin de modéliser un résonateur cylindrique muni d'un trou latéral, on peut considérer ce dernier comme une petite cheminée cylindrique. On considère donc un tuyau cylindrique court de longueur  $h_t$ , de rayon  $r_t$ , de surface  $S_t$  et d'impédance caractéristique  $Z_{ct} = \rho c/S_t$ . Le rayon  $r_t$  est considéré petit devant le rayon du résonateur principal, dont l'impédance caractéristique est notée  $Z_c = \frac{\rho c}{S}$ . L'impédance  $Z_t(\omega)$  est calculée en effectuant une approximation de  $j \tan(k_t(\omega)h_t)$  lorsque  $k_t(\omega)h_t$  est petit. On prend ainsi en compte la dissipation tout en ignorant la dispersion. En considérant que le rayon  $r_t$  est grand devant l'épaisseur des couches limites, que  $h_t$  est petit et en se rappelant l'équation 7.22, on obtient pour le cylindre court (avec  $\eta_t = 2/(r_t c^{3/2})\sqrt{l_v} + (C_p/C_v - 1)\sqrt{l_t}$ ) [36] :

$$Z_t(\omega) \cong Z_{ct} \frac{1 - \exp(-\eta_t c \sqrt{\omega/2} h_t)(1 - 2j\omega h_t/c)}{1 + \exp(-\eta_t c \sqrt{\omega/2} h_t)} \quad (7.23)$$

En notant  $G_t(\omega) = \frac{1 - \exp(-\eta_t c \sqrt{\omega/2h_t})}{1 + \exp(-\eta_t c \sqrt{\omega/2h_t})}$  et  $H_t(\omega) = \frac{h_t}{c}(1 - G_t(\omega))$ , on peut finalement écrire :

$$Z_t(\omega) = Z_{ct}G_t(\omega) + jZ_{ct}\omega H_t(\omega) \quad (7.24)$$

Cette formulation permet d'éviter d'introduire, dans le cadre d'un système complexe comme un résonateur cylindrique muni d'un trou latéral, un retard qui serait dû à la présence du trou. On notera, que l'impédance  $Z_t(\omega)$  présente une partie résistive  $R_{es}$  et une partie réactive  $X$  telles que  $Z_t = R_{es} + jX$ . En première approximation, la partie résistive du trou correspond alors à l'atténuation sur la longueur du trou. La partie réactive correspond quant à elle à une correction de longueur.

### Modèle d'anche à un mode

On considère à présent un modèle d'anche à un degré de liberté. Ce modèle décrit de manière simplifiée le déplacement de l'anche  $x(t)$  en fonction du temps lorsque celle-ci est soumise à une pression adimensionnée  $p_e(t)$ , avec  $\omega_r = 2\pi f_r$  la pulsation et  $q_r$  l'inverse du facteur de qualité de l'anche [38].

$$\frac{1}{\omega_r^2} \frac{d^2 x(t)}{dt^2} + \frac{q_r}{\omega_r} \frac{dx(t)}{dt} + x(t) = p_e(t) \quad (7.25)$$

Le déplacement adimensionné  $x$  de l'anche est déduit du déplacement physique de l'anche  $\tilde{x}$ , comme suit :  $x = \tilde{x}/H + p_m/p_M$ .  $H$  correspond à l'ouverture du canal d'anche au repos et  $p_m$  la pression (considérée lentement variable) dans la bouche. La pression de placage de l'anche est définie comme suit :  $p_M = \mu_r H \omega_r^2$ , avec  $\mu_r$  la masse surfacique de l'anche.

### Caractéristique non linéaire

La relation non linéaire reliant la pression, le débit et le déplacement de l'anche est déduite du théorème de Bernouilli reliant la vitesse du fluide dans le canal d'anche à la différence de pression de part et d'autre du canal, et ce pour un écoulement quasi-stationnaire et un fluide parfait. En supposant que la vitesse de l'air est beaucoup plus importante dans le canal d'anche que dans la bouche, on obtient la relation suivante, qui relie pression et vitesse acoustiques :

$$p_m(t) = p_e(t) \frac{1}{2} \rho v_e(t)^2 \quad (7.26)$$

ce qui donne  $v_e$  en fonction de la différence de pression  $p_m - p_e$  :

$$v_e(t) = \text{sign}(p_m - p_e(t)) \sqrt{2 \frac{|p_m - p_e(t)|}{\rho}} \quad (7.27)$$

Il est alors nécessaire d'exprimer le débit en fonction de l'ouverture du canal d'anche :

$$u_e(t) = w(H + y(t)) \text{sign}(p_m - p_e(t)) \sqrt{2 \frac{|p_m - p_e(t)|}{\rho}} \quad (7.28)$$

Cette relation est valable lorsque l'ouverture du canal d'anche est non nulle, ce qui revient à avoir  $H + y \geq 0$ . Après adimensionnement du débit, on a alors, lorsque  $H + y \geq 0$  :

$$\tilde{u}_e(t) = \frac{Z_c u_e(t)}{p_M} = \zeta(1 - \gamma + \tilde{x}(t)) \text{sign}(\gamma - \tilde{p}_e(t)) \sqrt{\gamma - \tilde{p}_e(t)} \quad (7.29)$$

Le paramètre  $\zeta$  est proportionnel à la racine carrée de l'ouverture du canal d'anche au repos, caractérise l'embouchure complète et prend en compte la position des lèvres ainsi que le rapport de section entre l'embouchure et le résonateur,  $\zeta = Z_0 w H \sqrt{2/(\rho p_M)}$  et  $w$  la largeur de l'anche.

On peut finalement écrire la relation non linéaire entre la pression, le débit et le déplacement de l'anche adimensionnés à l'entrée du résonateur comme suit [38] :

$$\tilde{u}_e(t) = \Theta(1 - \gamma + \tilde{x}(t)) \zeta(1 - \gamma + \tilde{x}(t)) \text{sign}(\gamma - \tilde{p}_e(t)) \sqrt{\gamma - \tilde{p}_e(t)} \quad (7.30)$$

avec  $\Theta$  la fonction de Heaviside, dont le rôle consiste à conserver l'ouverture du canal d'anche positive. Le paramètre  $\gamma$  représente le rapport entre la pression dans la bouche de l'instrumentiste et la pression statique pour l'anche plaquée,  $\gamma = p_m/p_M$ .

### Couplage entre l'anche et le résonateur

On obtient finalement le système d'équations suivant, avec  $Z_e(\omega) = j \tan(k(\omega)L)$  l'impédance d'entrée du résonateur :

$$\frac{1}{\omega_r^2} \frac{d^2 x(t)}{dt^2} + \frac{q_r}{\omega_r} \frac{dx(t)}{dt} + x(t) = p_e(t) \quad (7.31)$$

$$P_e(\omega) = Z_e(\omega) U_e(\omega) \quad (7.32)$$

$$u_e(t) = \Theta(1 - \gamma + x(t)) \zeta(1 - \gamma + x(t)) \text{sign}(\gamma - p_e(t)) \sqrt{\gamma - p_e(t)} \quad (7.33)$$

### Pression externe

Dans un contexte de simulation d'instruments réels, il est nécessaire d'exprimer la pression externe. En effet, la pression au niveau de l'embouchure n'est pas perceptivement pertinente. Pour un résonateur cylindrique, si l'on considère que son diamètre est grand devant la longueur d'onde des fréquences se propageant dans le tuyau, le rayonnement peut être considéré comme monopolaire et la pression externe est exprimée :  $p_{ext}(t) = du_s(t)/dt$ . Si l'impédance de rayonnement à l'extrémité ouverte est prise en compte en tant que correction de longueur [6], la pression acoustique  $p_s(t)$  à la sortie du tube s'annule ( $P_s(\omega) = 0$ ), on montre facilement que :

$$\begin{cases} P_e(\omega) = i \sin(k(\omega)L) U_s(\omega) \\ U_e(\omega) = \cos(k(\omega)L) U_s(\omega) \end{cases} \quad (7.34)$$

avec  $L$  la longueur totale du tube incluant la correction de longueur correspondant à la partie imaginaire de l'impédance de rayonnement.

On a alors :

$$U_s(\omega) = \exp(-jk(\omega)L)(P_e(\omega) + U_e(\omega)) \quad (7.35)$$

D'un point de vue perceptif, on peut ignorer le terme  $\exp(-jk(\omega)L)$  qui correspond au retard et aux pertes subits par la pression durant son trajet pour un aller simple. Après simplification, on obtient :

$$p_{ext}(t) = \frac{d}{dt}(p_e(t) + u_e(t)) \quad (7.36)$$

## 7.3 Modèle à temps discret

On s'intéresse à présent au schéma de résolution numérique. Il est nécessaire d'utiliser une formulation discrète dans le domaine temporel pour décrire l'impédance et le déplacement de l'anche.

### 7.3.1 Approximation des pertes

Dans un premier temps, on exprime les pertes contenues dans  $F(\omega)^2 = \exp(-2jk(\omega)L)$  via un filtre numérique dont les coefficients, dans un souci de facilité d'utilisation, dépendent explicitement des paramètres géométriques du résonateur [38]. En utilisant, une formulation classique de type filtre monopolaire (cf. [85]), on obtient finalement, avec  $f_e$  la fréquence d'échantillonnage,  $\tilde{\omega} = \omega/f_e$  et  $D = 2f_e L/c$  le retard correspondant à la partie linéaire de  $k(\omega)$  :

$$\tilde{F}(\tilde{\omega}) = \frac{b_0 \exp(-j\tilde{\omega}D)}{1 - a_1 \exp(-j\tilde{\omega})} \quad (7.37)$$

Les coefficients  $b_0$  et  $a_1$  sont exprimés en fonction des paramètres physiques afin de satisfaire la relation  $|F(\omega)^2|^2 = |\tilde{F}(\tilde{\omega})|^2$  pour deux valeurs  $\omega_1$  et  $\omega_2$  de  $\omega$ . L'amplitude des premiers pics étant très importante quant au fonctionnement de l'instrument (cf. [47]), ces deux valeurs correspondent aux fréquences des deux premiers pics d'impédance de sorte que leurs amplitudes soient conservées pour le filtre numérique approché. Si l'on ignore la dispersion induite par la partie non linéaire de la phase de  $F(\omega)$ , les fréquences de résonance des pics sont données par :  $\omega_n = c\pi(n - 1/2)L$ , avec  $n$  entier. On a donc le système d'équations suivant à résoudre, avec  $|F(\omega)^2|^2 = \exp(-2\eta c\sqrt{\omega/2L})$  :

$$\begin{cases} |F(\omega_1)^2|^2(1 + a_1^2 - 2a_1 \cos(\tilde{\omega}_1)) = b_0^2 \\ |F(\omega_2)^2|^2(1 + a_1^2 - 2a_1 \cos(\tilde{\omega}_2)) = b_0^2 \end{cases} \quad (7.38)$$

Finalement, les coefficients  $a_1$  et  $b_0$  sont définis par :

$$a_1 = \frac{A_{12} - \sqrt{A_{12}^2 - F_{12}^2}}{F_{12}} \quad (7.39)$$

$$b_0 = \frac{\sqrt{2F_1 F_2 (c_1 - c_2)(A_{12} - \sqrt{A_{12}^2 - F_{12}^2})}}{F_{12}} \quad (7.40)$$

avec :  $c_1 = \cos(\tilde{\omega}_1)$ ,  $c_2 = \cos(\tilde{\omega}_2)$ ,  $F_1 = |F(\omega_1)^2|^2$ ,  $F_2 = |F(\omega_2)^2|^2$ ,  $A_1 = F_1 c_1$ ,  $A_2 = F_2 c_2$ ,  $A_{12} = A_1 - A_2$  et  $F_{12} = F_1 - F_2$

### 7.3.2 Expression de l'impédance

En notant  $z = \exp(j\tilde{\omega})$ , l'impédance décrite équation 7.22 devient :

$$Z(z) = \frac{1 - a_1 z^{-1} - b_0 z^{-D}}{1 - a_1 z^{-1} + b_0 z^{-D}} \quad (7.41)$$

On obtient finalement l'équation aux différences suivante :

$$p_e(n) = u_e(n) - a_1 u_e(n-1) - b_0 u_e(n-D) + a_1 p_e(n-1) - b_0 p_e(n-D) \quad (7.42)$$

Il est important de signaler que seuls les résultats pour un cylindre sont présentés ici mais que ce modèle peut être étendu aux géométries plus complexes telles que le cône [36] tout en conservant une relation entre  $p_e(n)$  et  $u_e(n)$  de la forme  $p_e(n) = b_{c0} u_e(n) + V$  dans laquelle  $V$  contient tout le passé des variables  $p_e$  et  $u_e$ . La figure 7.4 présente deux exemples d'impédances d'entrée (clarinette et saxophone) calculées à partir de ce modèle.

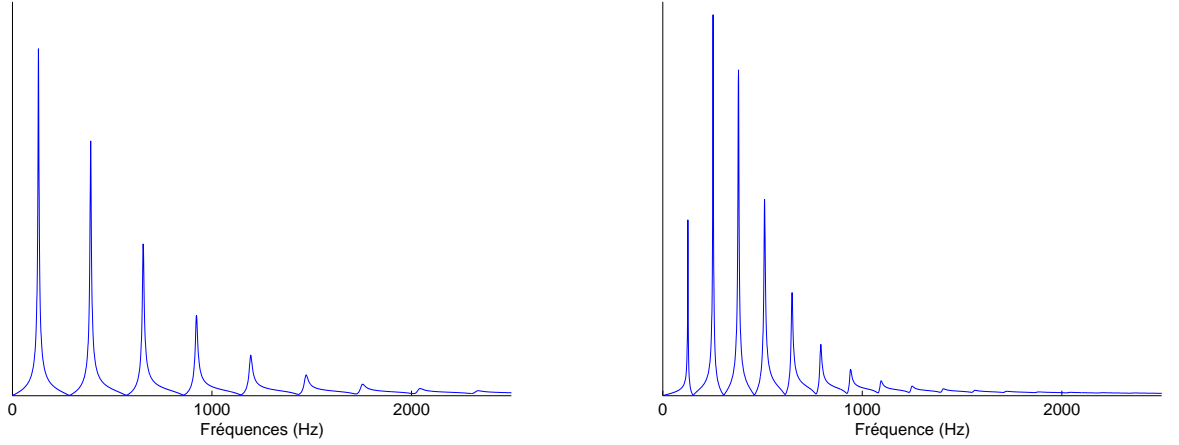


FIGURE 7.4 – Exemples d'impédances d'entrée simulées d'une clarinette (à gauche) et d'un saxophone (à droite).

### 7.3.3 Approximation du déplacement de l'anche

Comme pour le filtre de propagation, la relation entre la pression acoustique et le déplacement de l'anche est discrétisée dans le domaine temporel en approximant les opérateurs de dérivation par  $j\omega \approx 2f_e(z - z^{-1})$  et  $-\omega^2 \approx f_e^2(z - 2 + z^{-1})$ . Puisque la composante continue de la réponse impulsionnelle de l'anche est une fonction sinus exponentiellement amortie satisfaisant à la condition  $x(0) = 0$ , il est naturel de construire un filtre numérique, dans lequel le déplacement de l'anche à l'instant  $t_n = n - f_e$  n'est pas une fonction de la pression acoustique à l'instant  $t_n$  mais au moins à l'instant  $t_{n-1} = (n-1)/f_e$ . Il est important de noter que ce saut artificiel d'un échantillon ne va pas introduire d'instabilités numériques dans le schéma de résolution, mais va permettre de conserver la condition  $x(0) = 0$  du système continu lorsque l'anche est soumise à une excitation de type Dirac. Afin de satisfaire à cette condition, plutôt que d'utiliser la transformée bilinéaire ou un autre schéma de discrétisation pour

approximer les termes  $i\omega$  et  $-\omega^2$  apparaissant dans la fonction de transfert de l'anche, on utilise  $i\omega \cong f_e/2(z - z^{-1})$  et  $-\omega^2 \cong f_e^2(z - 2 + z^{-1})$ . A partir de ces approximations, la fonction de transfert numérique de l'anche devient [38] :

$$\frac{X(z)}{P_e(z)} = \frac{z^{-1}}{\frac{f_e^2}{\omega_r^2} + \frac{f_e q_r}{2\omega_r} - z^{-1}\left(\frac{2f_e^2}{\omega_r^2} - 1\right) - z^{-2}\left(\frac{f_e q_r}{2\omega_r} - \frac{f_e^2}{\omega_r^2}\right)} \quad (7.43)$$

Ce qui conduit finalement à l'équation aux différences suivante :

$$x(n) = b_{1a}p_e(n-1) + a_{1a}x(n-1) + a_{2a}x(n-2) \quad (7.44)$$

$$\text{avec : } a_{0a} = \frac{f_e^2}{\omega_r^2} + \frac{f_e q_r}{2\omega_r}, b_{1a} = \frac{1}{a_{0a}}, a_{1a} = \frac{\frac{2f_e^2}{\omega_r^2} - 1}{a_{0a}}, a_{2a} = \frac{\frac{f_e q_r}{2\omega_r} - \frac{f_e^2}{\omega_r^2}}{a_{0a}},$$

### 7.3.4 Solution explicite du système non linéaire couplé

Dans le domaine discret, on obtient le système suivant :

$$\begin{cases} x(n) = b_{1a}p_e(n-1) + a_{1a}x(n-1) + a_{2a}x(n-2) \\ p_e(n) = b_{c0}u_e(n) + V \\ u_e(n) = \Theta(1 - \gamma + x(n))\zeta(1 - \gamma + x(n))\text{sign}(\gamma - p_e(n))\sqrt{|\gamma - p_e(n)|} \end{cases} \quad (7.45)$$

Ce système n'est pas explicite, le calcul de  $p_e(n)$  nécessitant de connaître  $u_e(n)$  et inversement. On pose  $W = \Theta(1 - \gamma + x(n))\zeta(1 - \gamma + x(n))$ . On remarque que le terme  $W$  est toujours positif et qu'il est connu à l'échantillon  $n$  puisque  $x(n)$  ne dépend pas de  $p_e(n)$  mais de  $p_e(n-1)$ . On peut considérer deux cas distincts :  $\gamma - p_e(n) > 0$  et  $\gamma - p_e(n) < 0$ , qui correspondent respectivement aux cas  $u_e(n) > 0$  et  $u_e(n) < 0$ . Dans le cas où  $u_e(n)$  est positif et en remplaçant  $p_e(n)$  par sa valeur, on obtient :

$$u_e(n) = W\sqrt{\gamma - (b_{c0}u_e(n) + V)} \quad (7.46)$$

Ce qui donne, en résolvant une équation du second degré en  $u_e(n)$  :

$$u_e(n) = \frac{1}{2}(-b_{c0}W^2 \pm W\sqrt{(b_{c0}W^2) + 4(\gamma - V)}) \quad (7.47)$$

Étant donné que l'on a supposé  $u_e(n) > 0$ , la seule solution possible est la solution (+).

De la même manière, pour le cas  $u_e(n) < 0$ , on a :

$$u_e(n) = \frac{1}{2}(b_{c0}W^2 \pm W\sqrt{(b_{c0}W^2) - 4(\gamma - V)}) \quad (7.48)$$

Étant donné que l'on a supposé  $u_e(n) < 0$ , la seule solution possible est la solution (-).



Finalement, on obtient le schéma explicite suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} x(n) = b_{1_a} p_e(n-1) + a_{1_a} x(n-1) + a_{2_a} x(n-2) \\ V = -a_1 u_e(n-1) - b_0 u_e(n-D) + a_1 p_e(n-1) - b_0 p_e(n-D) \\ W = \Theta(1 - \gamma + x(n)) \zeta(1 - \gamma + x(n)) \\ p_e(n) = b_{c0} u_e(n) + V \\ u_e(n) = \frac{1}{2} \text{sign}(\gamma - V) (-b_{c0} W^2 + W \sqrt{(b_{c0} W^2) + 4|\gamma - V|}) \end{array} \right. \quad (7.49)$$

L'utilisation séquentielle de ces équations permet de calculer, pour chaque échantillon  $n$ , les valeurs des variables  $x(n)$ ,  $p_e(n)$  et  $u_e(n)$ , solutions dans le domaine numérique du problème correspondant aux équations 7.25, 7.32 et 7.30. La pression externe  $p_{ext}(n)$  correspondant à l'équation 7.36 est calculée en effectuant la différence entre la somme des pressions et des débits pour l'échantillon  $n$  et l'échantillon  $n-1$ . Ce schéma de résolution est valable quelle que soit la géométrie de l'instrument modélisé.

# Chapitre 8

## Transitions - Figures comparatives des comportements obtenus pour les deux méthodes de synthèse avec pertes linéaires

Cette annexe rassemble les résultats issus de l'étude des comportements des descripteurs de timbre ainsi que des signaux de pression interne synthétisés grâce aux deux modèles avec pertes linéaires et résumés paragraphes 2.2.3 et 2.2.4.

### 8.1 Signaux de pression externe - Descripteurs de timbre

Les exemples sonores utilisés pour ces représentations correspondent aux pages n°19 et n°21 du CD d'accompagnement.

#### 8.1.1 Centre de gravité et flux spectraux

On s'intéresse en premier lieu au centre de gravité et au flux spectraux (cf. figure 8.1). Des variations du contenu spectral du même ordre apparaissent pour les deux méthodes au cours de la transition. L'analyse du centre de gravité permet de mettre en évidence que comme pour la sonie, les variations de la valeur du centre de gravité sont moindres pour le modèle par réduction de rayon, le modèle approché permettant d'obtenir un effet plus proche de celui observé sur les signaux expérimentaux.

#### 8.1.2 Méthode par tristimulus

Comme pour les signaux expérimentaux, la méthode par tristimulus permet d'étudier les variations du poids de différents groupes de composantes au cours de la transition. On compare l'évolution de la sonie du fondamental, des composantes 2 à 7 (incluant donc les 3 harmoniques impairs suivants) et des composantes de rangs plus élevés. La figure 8.2 compare les résultats obtenus pour les deux modèles de transitions. La méthode la plus rigoureuse (par réduction du rayon du trou latéral) ne permet pas d'obtenir des variations significatives du poids des différents tristimuli. La méthode par interpolation permet quant à elle d'obtenir des variations plus importantes, de par une chute importante du niveau du troisième tristimulus et une augmentation des deux autres. Ceci signifie que le poids des harmoniques

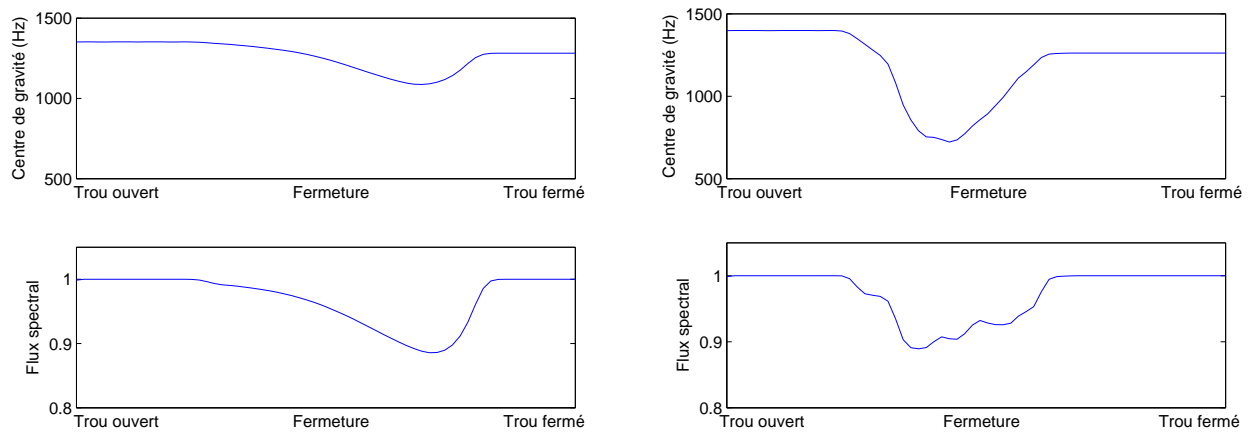


FIGURE 8.1 – *Evolution du centre de gravité spectral (en haut) et du flux spectral (en bas) pour un signal de pression externe de synthèse en simulant la transition entre deux notes par réduction linéaire du rayon du trou latéral (à gauche) et par interpolation (à droite).*

supérieurs, d'un point de vue perceptif, est réduit durant la transition. Ces constatations vont de pair avec la variation du centre de gravité spectral dont la valeur évolue assez peu pour le modèle complet en comparaison des variations observées pour le modèle approché.

### 8.1.3 Rapport pair/impair

On s'intéresse enfin à la sonie des harmoniques pairs par rapport à celle des harmoniques impairs. On rappelle que le fondamental est exclu du calcul de la sonie des harmoniques impairs (cf. annexe 6.4.5). Les taux de variations sont similaires pour les deux méthodes (cf. figure 8.3). La différence entre les deux méthodes réside dans le fait que l'effet est plus long (d'un point de vue temporel) pour la méthode par interpolation. Ceci est dû au fait que, comme on peut le constater figure 2.15, les effets de la transition sur l'impédance apparaissent plus rapidement pour la méthode par interpolation.

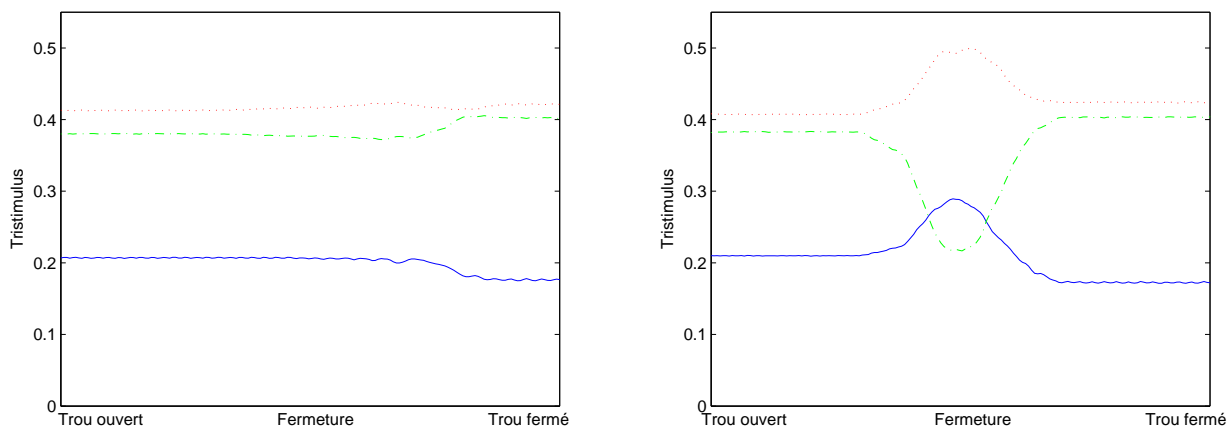


FIGURE 8.2 – Méthode par tristimulus. Evolution du tristimulus 1(fondamental) (trait plein) ; du tristimulus 2 (harmoniques 2 à 7) (pointillés) ; du tristimulus 3 (harmoniques supérieurs) (trait mixte) pour un signal de pression externe de synthèse. A gauche la transition est simulée par réduction du rayon du trou latéral. A droite par interpolation.

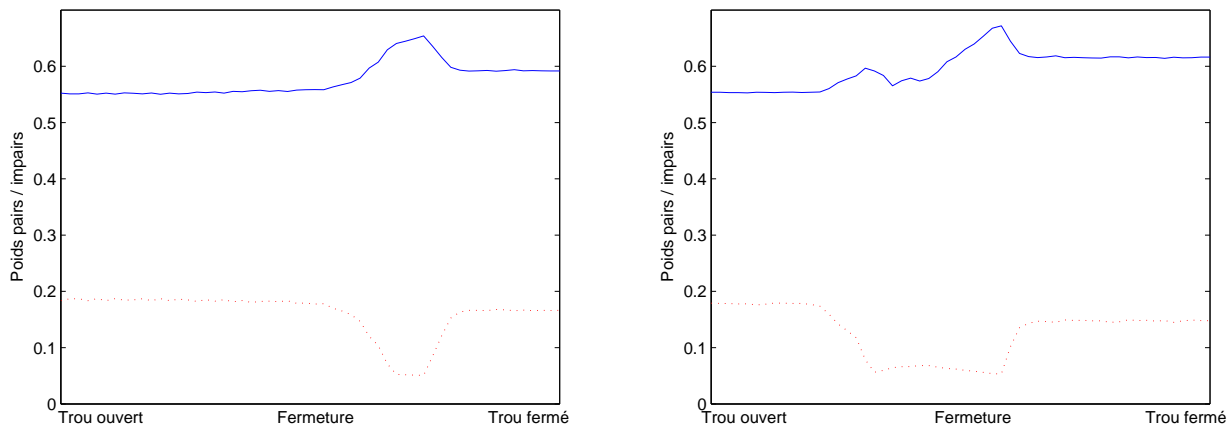


FIGURE 8.3 – Evolution de la sonie des signaux “pairs” (pointillés) et “impairs” (trait plein) pour un signal de pression externe de synthèse en modélisant la transition par réduction linéaire du rayon du trou latéral (à gauche) ou par interpolation (à droite).

## 8.2 Signaux de pression interne

Le modèle de synthèse présenté dans cette étude est basé, en premier lieu, sur le calcul de la pression et du débit internes. On peut donc, similairement à l'étude sur bouche artificielle, étudier les propriétés de certains descripteurs pour les signaux de pression interne issus de la simulation. Étant donné que l'étude de la sonie d'un signal de pression interne n'a perceptivement pas de sens, on ne l'étudiera pas. Le lien qui existe entre la sonie du signal de pression externe et l'amplitude des harmoniques du signal de pression interne a par ailleurs été traité auparavant dans la section 2.2.2. Les exemples sonores utilisés pour ces représentations correspondent aux pages n°22 et n°23 du CD d'accompagnement.

### 8.2.1 Méthode par tristimulus

La figure 8.4 présente l'évolution des amplitudes des trois tristimuli : l'harmonique 1, les harmoniques 2 à 7 et les harmoniques 8 à  $N_c = 20$  pour les deux modèles de transition (cf. annexe 6.4.4 pour le détail de cette méthode). Comme pour les mesures sur bouche artificielle, durant la transition, le "poids" du fondamental augmente par rapport aux deux autres tristimuli. Les deux méthodes conduisent bien à des variations de formes similaires mais la méthode par interpolation, une fois de plus, permet d'obtenir des variations plus importantes que le modèle par réduction du rayon.

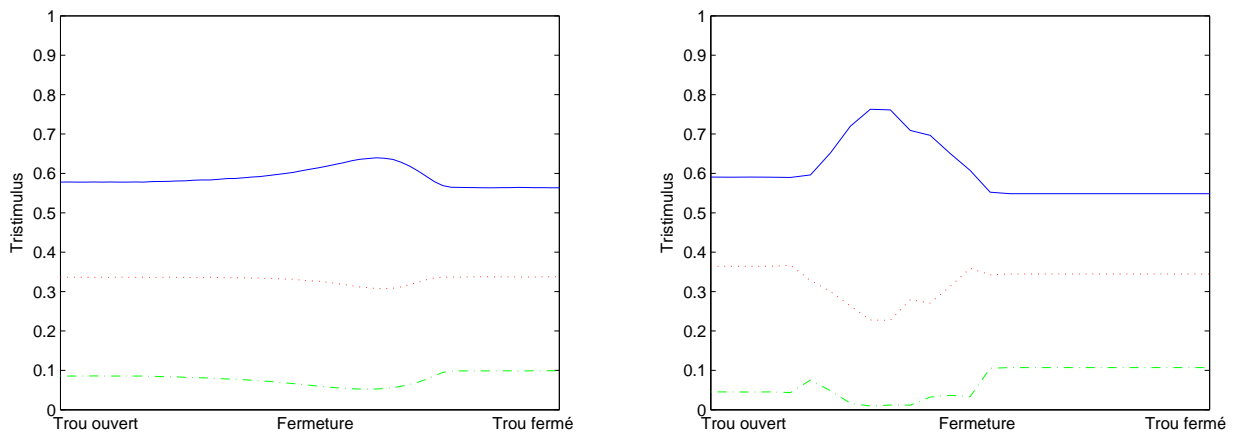


FIGURE 8.4 – Evolution du tristimulus 1 (fondamental)(trait plein); du tristimulus 2 (harmoniques 2 à 7) (pointillés); du tristimulus 2 (harmoniques supérieurs) (trait mixte) pour un signal de pression interne de synthèse en modélisant la transition par réduction linéaire du rayon du trou latéral (à gauche) ou par interpolation (à droite).

### 8.2.2 Rapport pair/impair

La figure 8.5 présente comment évoluent les amplitudes des signaux "pair" et "impair". L'amplitude du signal "pair" est faible comparée à celle du signal impair. Ce phénomène est assez logique si l'on se rappelle que dans la clarinette l'amplitude des premiers harmoniques impairs est extrêmement importante par rapport aux autres harmoniques. De plus, en régime "normal", pour un résonateur cylindrique, le signal de pression interne est quasiment dépourvu d'harmoniques pairs. Or, durant la

fermeture le poids des harmoniques impairs chute. Si l'on considère que l'amplitude du signal "pair" est très faible, ceci signifie que durant la transition l'amplitude du fondamental augmente (ce qui est confirmé par l'étude par tristimulus).

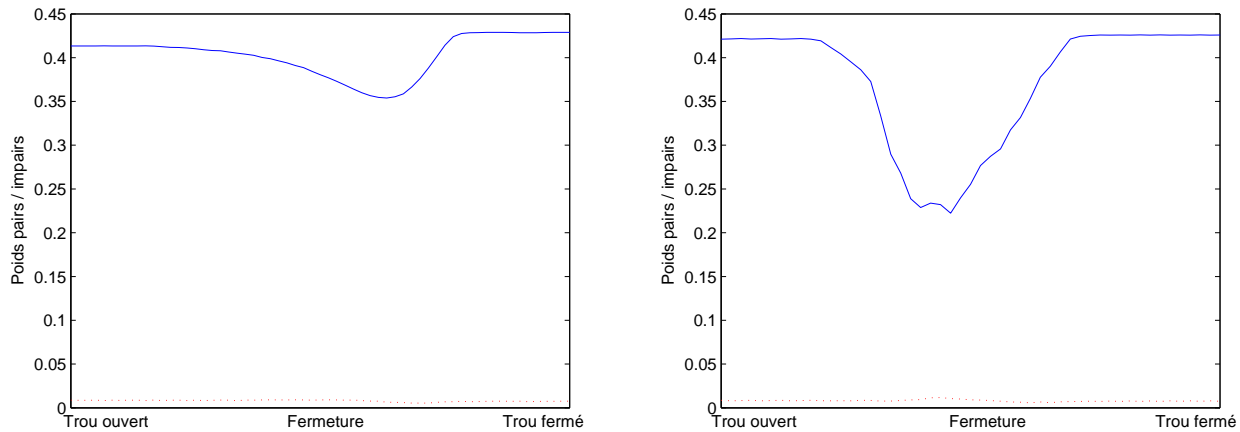


FIGURE 8.5 – Evolution de l'amplitude des signaux "pairs" (pointillés) et "impairs" (trait plein) pour un signal de pression interne de synthèse en modélisant la transition par réduction linéaire du rayon du trou latéral (à gauche) et par interpolation (à droite).

## 8.3 Conclusions

L'étude du timbre (via des descripteurs donnés) a permis de mettre en évidence que le modèle par interpolation permettait d'obtenir des variations de timbre plus accentués que le modèle par réduction du rayon du trou. Ce comportement est d'ailleurs confirmé par les variations mesurées pour les signaux de pression interne.



# Chapitre 9

## Simulation de transition par interpolation - Application au saxophone ténor

### 9.1 Le cas d'un instrument à perce conique

Au cours de notre travail concernant les transition entre notes, nous avons uniquement considéré le cas de la clarinette, dont la perce peut être considérée, en première approximation, comme cylindrique. Grâce à sa simplicité et son faible coût de calcul, la méthode par interpolation présentée paragraphe 2.1.3 est applicable pour des géométries plus complexes. Dans la famille des instruments à vent, les deux géométries principales sont le cylindre et le cône. En conséquence, l'étape suivante de cette étude est d'appliquer la méthode par interpolation à un instrument dont la perce est conique. La modélisation d'un tube conique muni d'un trou latéral est difficile et la méthode par réduction du trou latéral serait incompatible avec une application temps-réel. Afin de vérifier si la transition est similaire dans les cas cylindrique ou conique, des mesures ont été effectuées sur un saxophone ténor Yamaha YTS-475. Il a été demandé au musicien de fermer et ouvrir un trou latéral (uniquement en approchant la clef du trou) pour plusieurs doigtés, plusieurs vitesses et plusieurs intensités de jeu (de piano à forte). Parallèlement, des signaux ont été synthétisés en utilisant la méthode par interpolation avec pertes linéaires, afin de comparer le comportement de l'instrument réel (glissando fréquentiel, sonie, brillance) et le comportement du modèle simple pour une perce conique. La forme de la fonction  $R$  définissant comment l'interpolation est effectuée a été ajustée en effectuant une correspondance avec la variation fréquentielle moyenne du premier harmonique de dix-sept signaux mesurés.

L'impédance d'entrée d'un résonateur conique tronqué (cf. figure 9.1) peut être classiquement écrite comme suit (cf. [7]), avec  $L$  la longueur du résonateur,  $R$  le rayon d'entrée du cône,  $\theta$  l'ouverture,  $x_e$  la distance entre le sommet du cône et l'entrée du résonateur avec  $x_e = \frac{R}{\sin(\theta/2)}$  et  $Z_c = \frac{\rho c}{\pi R^2}$  l'impédance caractéristique,  $\omega$  la fréquence circulaire,  $c$  la célérité du son et  $k(\omega) = \omega/c$  le nombre d'onde :

$$\frac{P_e(\omega)}{Z_c U_e(\omega)} = \frac{1}{\frac{1}{i\omega x_e/c} + \frac{1}{i \tan(k(\omega)L)}} \quad (9.1)$$



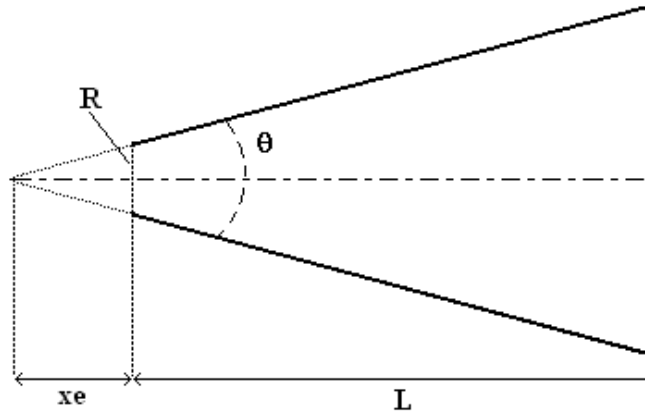


FIGURE 9.1 – Schéma d'un résonateur conique tronqué.  $L$  la longueur du résonateur,  $R$  le rayon d'entrée du cône,  $\theta$  l'ouverture,  $x_e$  la distance entre le sommet du cône et l'entrée du résonateur.

La partie droite de la figure 7.4 présente l'impédance simulée d'un saxophone (obtenue en ajoutant un bec au cône principal, constitué de deux éléments localisés). Ce modèle a été décrit dans [36].

## 9.2 Glissando fréquentiel

Le premier attribut auquel on s'intéresse est le glissando fréquentiel. La figure 9.2 montre les variations de fréquence observées pour des signaux mesurés et simulés. Comme pour les études dédiées à la clarinette, la forme de la fonction d'interpolation a été ajustée en effectuant une correspondance avec la variation fréquentielle moyenne observée pour les mesures. Le comportement est donc similaire pour les mesures et les simulations.

## 9.3 Sonie

La figure 9.3 décrit les variations de sonie (normalisées) de deux signaux mesurés (piano et forte) et d'un signal simulé par interpolation avec pertes linéaires et par conséquent l'influence des conditions de jeu sur les variations de sonie. Pour un jeu piano, le niveau de sonie chute durant la fermeture, pour un jeu forte celui-ci n'évolue pas de manière significative, alors que lors des mesures sur clarinette on a pu constater une chute de la sonie indépendante du niveau. Les variations issues de la simulation sont typiques de ce que l'on observe avec le modèle par interpolation (indépendamment des valeurs de  $\zeta$  ou  $\gamma$ ). Les variations de sonie simulées peuvent alors être considérées comme un comportement moyen. On note que durant la transition l'impédance "équivalente" donnée par l'équation 2.21 n'est pas ajustée puisque, dans une volonté de simplicité, on suppose  $R + R_{inv} = 1$ .

## 9.4 Descripteurs liés au timbre

La troisième principale caractéristique à laquelle on s'intéresse est la brillance du son. Comme il a été précédemment dit, l'étude des variations du timbre peut passer par l'étude des variations du centre

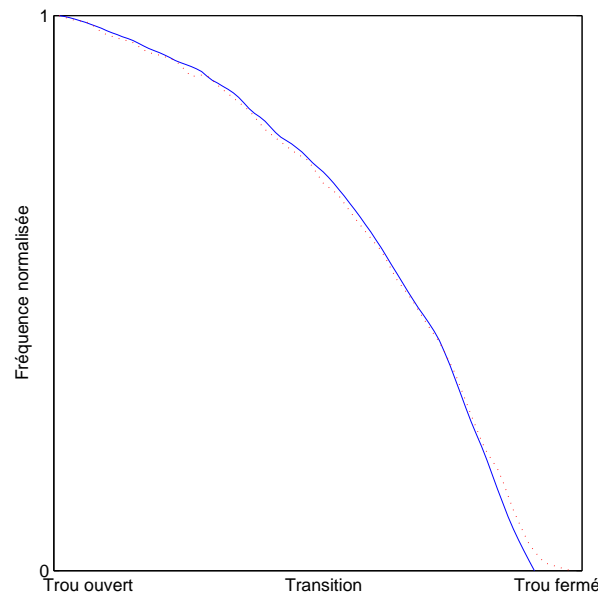


FIGURE 9.2 – Variations fréquentielles pour un signal mesuré de saxophone ténor (trait plein) et un signal simulé obtenu en modélisant la transition par interpolation (pointillés) (respectivement exemples sonores n°61 et n°63).

de gravité spectral, du flux spectral, du rapport pair/impair ou encore grâce à la méthode par tristimulus. Le calcul du rapport pair/impair est assez significatif dans le cas de la clarinette, le poids des premiers harmoniques impairs étant extrêmement important. Dans le cas du saxophone, on ne calculera pas l'évolution de ce descripteur, la forme conique de la perce ne favorisant pas les harmoniques pairs ou impairs. La partie supérieure de la figure 9.4 décrit les variations du centre de gravité pour un signal mesuré et pour un signal simulé (on a considéré des paramètres de contrôle moyens afin d'évaluer les variations des attributs perceptifs dans des conditions usuelles). Les deux comportements sont alors similaires : il y a une réduction de la valeur du centre de gravité durant la transition. La brillance du son est ainsi réduite dans les deux cas. Étant donné que la valeur du centre de gravité dépend des paramètres de contrôle, il est important de se concentrer sur les variations indépendamment des valeurs correspondant aux deux états extrêmes du trou. Le flux spectral (partie inférieure de la figure 9.4) connaît également une évolution assez similaire dans les deux cas, la variation étant plus faible pour la synthèse.

Comme pour la clarinette, on étudie le comportement des harmoniques via la méthode par tristimulus. Dans le cas du saxophone, le poids des premiers harmoniques impairs n'étant pas aussi prononcé, on considère les sonies du fondamental (tristimulus 1), du signal composé des harmoniques 2 à 4 (tristimulus 2) et du signal composé des harmoniques 5 à  $N_c = 20$  (tristimulus 3). La figure 9.5 présente les comportements observés pour un signal issu d'une mesure avec musicien et un signal simulé. Pour le signal de synthèse, les variations sont alors faibles comparées aux mesures. Cependant, les mesures et la synthèse présentent un point commun : augmentation du poids du second tristimulus, réduction de celui du troisième.

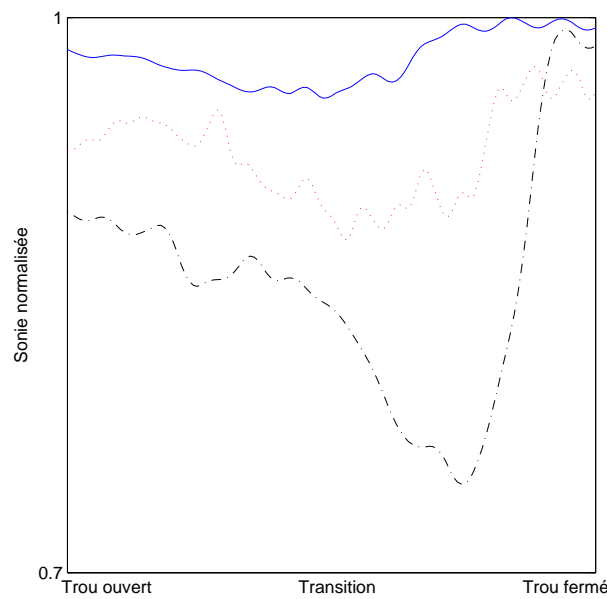


FIGURE 9.3 – Variations du niveau de sonie normalisé pour deux signaux mesurés : forte (trait plein) et piano (trait mixte) et pour un signal obtenu en simulant la transition via la méthode par interpolation (tirets) (respectivement exemples sonores n°61, n°62 et n°63).

## 9.5 Conclusions

Ces mesures sur un saxophone et les simulations associées ont montré que les effets perceptifs mis en évidence pour la clarinette (glissando fréquentiel, réduction de la sonie et de la brillance) sont également présents pour cet instrument à perce conique. L'adaptation du modèle par interpolation à une perce de ce type permet de montrer que celui-ci permet également de reproduire les variations des principaux attributs perceptifs pour une géométrie plus complexe qu'un simple cylindre. En revanche, les variations des descripteurs de timbre en fonction des paramètres de contrôle ne sont pas fidèles au comportement en situation de jeu.

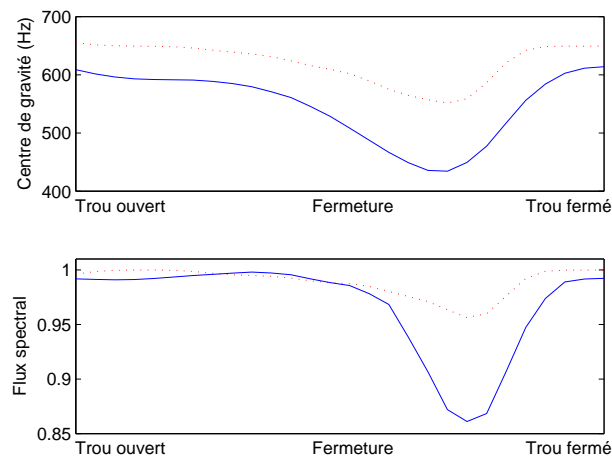


FIGURE 9.4 – Variations du centre de gravité spectral pour un signal de saxophone ténor mesuré (trait plein) et pour un signal obtenu en simulant la transition par la méthode par interpolation (pointillés) (respectivement exemples sonores n°61 et n°63).

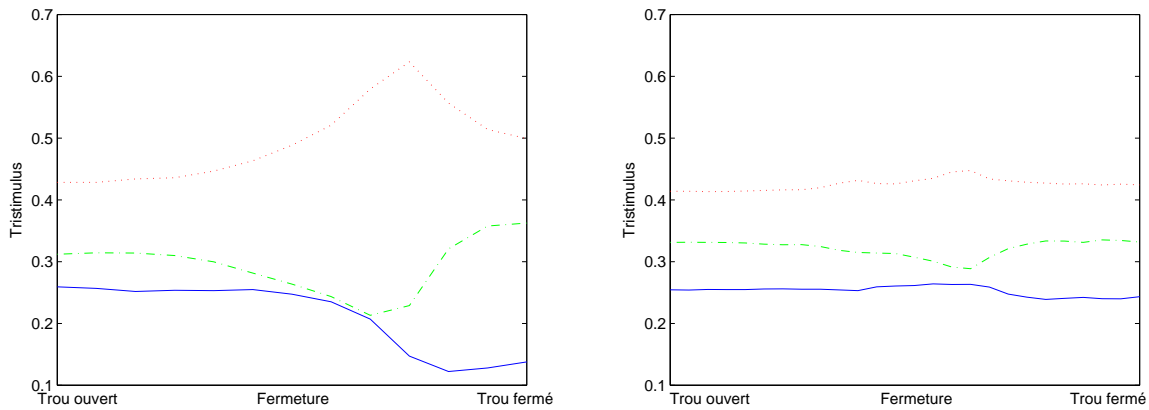


FIGURE 9.5 – Evolution du trispectrum 1 (fondamental) (trait plein) ; du trispectrum 2(harmoniques 2 à 4) (pointillés) ; du trispectrum 3 (harmoniques 5 à  $N_c$  (trait mixte) pour un signal mesuré (à gauche) et un signal simulé (à droite) au cours de la transition entre deux doigtés (respectivement exemples sonores n°61 et n°63).



# Chapitre 10

## Modèle de résonateur cylindrique incluant des pertes non linéaires à son extrémité ouverte

Comme il a déjà été précisé beaucoup de travaux antérieurs ont été dédiés à l'étude physique et/ou à la modélisation des trous latéraux dans les instruments à vent (on citera par exemple [24] et [3]). De la même manière, beaucoup de modèles numériques de résonateurs prenant en compte la présence de trous latéraux (cf. [65], [79] et [78]) ont été proposés dans une optique de simulation temps-réel de cette famille d'instruments. Ces modèles de synthèse s'attachent à décrire les trous latéraux, ou plus généralement l'extrémité ouverte d'un instrument en tant qu'élément linéaire passif du résonateur qui peut alors être totalement caractérisé par son impédance d'entrée ou bien par la relation linéaire entre les variables d'ondes. Des études expérimentales [22] [58] ont montré que pour des niveaux de pression et de débit acoustiques élevés à l'intérieur de l'instrument, des effets non linéaires peuvent apparaître. Ceux-ci sont principalement dus à la formation d'un jet d'air turbulent se dissipant dans l'air ambiant à l'extrémité ouverte du guide. Cette formation de jet est comparable à celle responsable de la naissance des auto-oscillations au niveau de l'embouchure. Alors que les mesures d'impédance sont effectuées à des faibles niveaux de pression et de débit acoustiques, les niveaux de pression à l'intérieur du tube sont très élevés lorsque l'on se place dans de conditions de jeu normales. Le comportement non linéaire à l'extrémité ne peut alors probablement plus être ignoré.

Cette annexe<sup>1</sup> est organisée de la manière suivante. Le modèle physique de terminaison dissipative non linéaire basé sur les travaux expérimentaux de Dalmont et coll. [22] est d'abord présenté. Un modèle numérique dans le domaine temporel ainsi qu'une version simplifiée sont alors proposés. Il est ensuite montré que la terminaison non linéaire a un rôle significatif dans la réponse du tuyau ce qui confirme les résultats de Dalmont et coll. [21]. Finalement les auto-oscillations d'un modèle d'instrument complet sont étudiées et la comparaison est faite entre le modèle linéaire classique et les deux modèles non linéaires proposés. Ceci permet de montrer qu'un algorithme simple permet de reproduire les comportements observés avec un modèle plus complexe. Il est prouvé que la non-linéarité de la terminaison modifie significativement le fonctionnement et le timbre de l'instrument. Nous nous intéressons ensuite au comportement d'un modèle de tube avec trou latéral en incluant les pertes non linéaires au niveau du trou montrant ainsi que la terminaison non linéaire au niveau du trou a un rôle

---

1. Cette partie est partiellement basée sur la publication suivante [41].

significatif dans le comportement de l'instrument. Nous comparons finalement le modèle avec pertes non linéaires au modèle avec pertes linéaires.

## 10.1 Modèle de tube

Le modèle physique dont le modèle de synthèse est inspiré a été précédemment présenté (cf. section 7.1.1). Deux formulations numériques sont présentées et l'effet de la terminaison non linéaire sur la réponse du tube est étudiée pour la plus précise d'entre elles.

### 10.1.1 Modèle non linéaire de tuyau

Lorsque les pertes non linéaires à l'extrémité du tube sont considérées, l'impédance d'entrée n'est plus définie. En effet, d'après Dalmont et coll. [22], la partie réelle de l'impédance de rayonnement dont la partie linéaire a été soustraite est proportionnelle au nombre de Mach acoustique  $M_{ct} = v_s/c$  avec  $v_s = \|u_s\|/S_t$  l'amplitude de la vitesse moyenne sur la section du tube et  $c$  la vitesse du son :

$$\Re\{Z_{r_{nonlin}}\} = (0.6 \pm 0.1)M_{ct}Z_{ct} \quad (10.1)$$

On a donc :

$$\frac{p_s}{u_s} = (0.6 \pm 0.1)M_{ct}Z_{ct} \quad (10.2)$$

Finalement, la terminaison non linéaire à l'extrémité ouverte du tube est définie, de manière empirique, dans le domaine temporel par :

$$p_s(t) = (0.6 \pm 0.1)\frac{|v_s(t)|}{c}Z_{ct}u_s(t) \quad (10.3)$$

avec  $v_s(t)$  la vitesse acoustique moyenne sur la surface rayonnante  $S_t$  et  $Z_{ct} = \rho c/S_t$  l'impédance caractéristique correspondant au rayon  $r_t$  en sortie de tube. Le coefficient  $(0.6 \pm 0.1)$  a été déterminé expérimentalement ( $\pm$  correspondant à une incertitude de mesure) [22].

Il est important de noter que l'équation 10.3 correspond à un modèle classique de débit type Bernoulli étant donné qu'elle peut être reformulée de la manière qui suit :  $p_s(t) = \frac{1}{2}\rho v_s^2(t)$  en considérant le signe  $-$  dans  $(0.6 \pm 0.1)$  et en supposant qu'après la dissipation du jet créé par le trou, la pression à l'extérieur du résonateur est nulle. Afin de conserver la simplicité du modèle et dans une perspective de synthèse, nous supposons que la surface  $S_t$  à l'extrémité ouverte correspond à la surface du premier trou ouvert et peut donc être plus petite que la surface  $S$  du résonateur. Une telle approximation apparaît pertinente dans le cadre de cette étude bien qu'elle implique que la longueur équivalente du résonateur corresponde à la distance entre l'embouchure et le premier trou ouvert et que l'on ignore le rôle du résonateur après le premier trou ouvert.

D'après l'équation 10.3, on obtient, en terme de relation pression débit, une formulation similaire à celle donnée dans [3] :

$$p_s(t) = \alpha |u_s(t)| u_s(t) \quad (10.4)$$

avec  $\alpha = \frac{0.6Z_{ct}}{cS_t} = \frac{0.6\rho}{S_t^2}$ . L'équation 10.4 montre bien que l'extrémité ouverte agit comme une résistance non linéaire proportionnelle à la valeur absolue du débit acoustique. On note que cette terminaison est appliquée à l'extrémité de la correction de longueur

Afin de prendre en compte ces pertes non linéaires dans le modèle de tube, on considère la formulation classique en ligne de transmission qui relie les débits et pressions à l'entrée et à la sortie du tube :

$$\begin{cases} P_e - Z_c U_e = e^{-jk(\omega)L} (P_s - Z_c U_s) \\ P_s + Z_c U_s = e^{-jk(\omega)L} (P_e + Z_c U_e) \end{cases} \quad (10.5)$$

## Modèle numérique

Afin de proposer une formulation du système d'équations 10.5 dans le domaine des signaux échantillonnés, la propagation décrite par  $e^{-jk(\omega)L}$  est approchée par :

$$e^{-jk(\omega)L} \approx \frac{\beta_0}{1 - \alpha_1 z^{-1}} z^{-D} \quad (10.6)$$

avec  $z = e^{\frac{j\omega}{F_e}}$ ,  $F_e$  est la fréquence d'échantillonnage et  $D = E \left( \frac{F_e L}{c} \right)$ . Les coefficients  $\beta_0$  et  $\alpha_1$  sont calculés d'après la méthode présentée dans [38] et correspondent à la propagation sur une longueur  $L$ .

Afin de pouvoir calculer les valeurs de  $p_s$  et  $u_s$  retardés de  $D$ , qui sont nécessaires pour le calcul de  $p_e$  via la première équation du système 10.5, la seconde équation de celui-ci est écrite comme suit :

$$(P_s + Z_c U_s) e^{-jk(\omega)L} = e^{-2jk(\omega)L} (P_e + Z_c U_e) \quad (10.7)$$

ce qui donne :

$$\frac{\beta_0}{1 - \alpha_1 z^{-1}} z^{-D} (P_s + Z_c U_s) = \left( \frac{\beta_0}{1 - \alpha_1 z^{-1}} z^{-D} \right)^2 (P_e + Z_c U_e) \quad (10.8)$$

ainsi :

$$(P_s + Z_c U_s)(1 - \alpha_1 z^{-1}) z^{-D} = \beta_0 (P_e + Z_c U_e) z^{-2D} \quad (10.9)$$

En utilisant la même approximation pour la propagation et les pertes, la première équation du système 10.5 devient :

$$P_e - Z_c U_e = \frac{\beta_0}{1 - \alpha_1 z^{-1}} z^{-D} (P_s - Z_c U_s) \quad (10.10)$$

ce qui donne :

$$(P_e - Z_c U_e)(1 - \alpha_1 z^{-1}) = \beta_0 (P_s - Z_c U_s) z^{-D} \quad (10.11)$$



Dans le domaine temporel, l'équivalent discret du système 10.5 devient :

$$\begin{cases} p_s(n-D) + Z_c u_s(n-D) = \alpha_1 [p_s(n-D-1) \\ \quad + Z_c u_s(n-D-1)] + \beta_0 [p_e(n-2D) + Z_c u_e(n-2D)] \\ p_e(n) = Z_c u_e(n) + \alpha_1 [p_e(n-1) - Z_c u_e(n-1)] \\ \quad + \beta_0 [p_s(n-D) - Z_c u_s(n-D)] \end{cases} \quad (10.12)$$

Afin d'intégrer ce modèle de résonateur au sein d'un modèle d'instrument complet incluant une anche ainsi qu'un couplage non linéaire à l'entrée, on utilise les variables adimensionnées définies par [87] :

$$\widetilde{p}_{e,s} = \frac{p_{e,s}}{p_M} \text{ et } \widetilde{u}_{e,s} = Z_c \frac{u_{e,s}}{p_M} \text{ où } p_M \text{ est la pression de placage statique de l'anche.}$$

Ce changement de variables conduit à la formulation suivante :

$$\begin{cases} \widetilde{p}_s(n-D) + \widetilde{u}_s(n-D) = \alpha_1 [\widetilde{p}_s(n-D-1) \\ \quad + \widetilde{u}_s(n-D-1)] + \beta_0 [\widetilde{p}_e(n-2D) + \widetilde{u}_e(n-2D)] \\ \widetilde{p}_e(n) = \widetilde{u}_e(n) + \alpha_1 [\widetilde{p}_e(n-1) - \widetilde{u}_e(n-1)] \\ \quad + \beta_0 [\widetilde{p}_s(n-D) - \widetilde{u}_s(n-D)] \end{cases} \quad (10.13)$$

De la même manière, un coefficient sans dimension correspondant aux pertes non linéaires  $\alpha$  est défini comme suit :

$$\widetilde{\alpha} = \frac{(0.6 \pm 0.1)p_M S^2}{\rho c^2 S_t^2} \quad (10.14)$$

Avec ce changement de variables, la non-linéarité instantanée à l'extrémité ouverte du tube correspondant à l'équation 10.4 devient :

$$\widetilde{p}_s(n-D) = \widetilde{\alpha} \text{sign}(\widetilde{u}_s(n-D)) \widetilde{u}_s(n-D)^2 \quad (10.15)$$

D'après la première équation du système 10.13 et l'équation 10.15, la valeur de  $\widetilde{u}_s(n-D)$  peut être obtenue analytiquement en résolvant l'équation :

$$\widetilde{\alpha} \text{sign}(\widetilde{u}_s(n-D)) \widetilde{u}_s^2(n-D) + \widetilde{u}_s(n-D) - \widetilde{V}_s = 0 \quad (10.16)$$

avec :

$$\begin{aligned} \widetilde{V}_s &= \alpha_1 (\widetilde{p}_s(n-D-1) + \widetilde{u}_s(n-D-1)) \\ &\quad + \beta_0 ((\widetilde{p}_e(n-2D) + \widetilde{u}_e(n-2D))) \end{aligned} \quad (10.17)$$

En considérant successivement les cas  $\widetilde{u}_s(n-D) \geq 0$  et  $\widetilde{u}_s(n-D) < 0$ , et puisque  $\text{sign}(\widetilde{u}_s(n-D)) = \text{sign}(\widetilde{p}_s(n-D)) = \text{sign}(\widetilde{V}_s)$  (cf. équation 10.16),  $\widetilde{u}_s(n-D)$  est finalement donné par :

$$\widetilde{u}_s(n-D) = \text{sign}(\widetilde{V}_s) \frac{-1 + \sqrt{1 + 4\text{sign}(\widetilde{V}_s)\widetilde{\alpha}\widetilde{V}_s}}{2\widetilde{\alpha}} \quad (10.18)$$

Pour tout échantillon temporel  $n$ , le processus conduisant au calcul de  $\widetilde{p}_e(n)$  à partir de n'importe quel  $\widetilde{u}_e(n)$  consiste alors à calculer séquentiellement :

- $\tilde{V}_s$  avec l'équation (10.17)
- $\tilde{u}_s(n - D)$  avec l'équation (10.18)
- $\tilde{p}_s(n - D)$  avec l'équation (10.15)
- $\tilde{p}_e(n)$  avec la seconde équation du système (10.13)

Il est important de noter que le cas d'une terminaison linéaire revient à supposer que  $\forall n, \tilde{p}_s(n) = 0$  et  $\tilde{u}_s(n - D) = \tilde{V}_s$  (d'après les équations 10.15 et 10.16). Ce cas correspond alors au modèle présenté dans la partie 2.1.2.

## Influence de la terminaison non linéaire sur la réponse du tube

Afin d'étudier le rôle joué par la terminaison non linéaire, on considère une excitation de type débit transitoire de la forme :  $\tilde{u}_e(t) = \lambda \delta(t)$  et on calcule  $\tilde{p}_e(n)$  grâce au calcul séquentiel présenté précédemment pour plusieurs valeurs de  $\lambda$ , ainsi que le rapport des transformées de Fourier de  $\tilde{p}_e$  et  $\tilde{u}_e$ . Dans les exemples, le rayon de sortie  $r_t$  est supposé plus faible que le rayon d'entrée  $R$  :  $r_t = \frac{R}{3}$ .

Les figures 10.1 et 10.2 montrent respectivement les deux premières réflexions de la réponse impulsionnelle et le rapport des transformées de Fourier des pression et débit adimensionnés :  $Z_{eq}(\omega) = \frac{\tilde{P}_e(\omega)}{\tilde{U}_e(\omega)}$  dans le cas linéaire (cf. paragraphe 7.3.4) et dans le cas non linéaire, avec  $\lambda = 10^{-5}$ . Avec cette faible valeur de  $\lambda$ , les effets de la terminaison non linéaire sont négligeables et  $Z_{eq}(\omega)$  correspond à l'impédance d'entrée du tube.

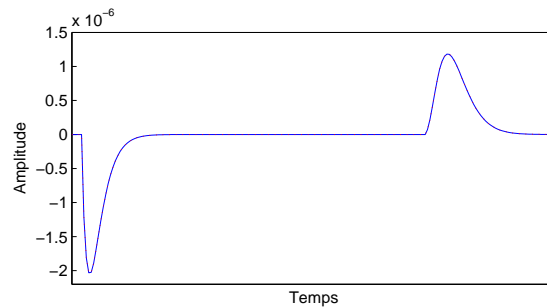


FIGURE 10.1 – Deux premières réflexions de la réponse impulsionnelle.  $\lambda = 10^{-5}$ . Trait plein : cas non linéaire. Pointillés : cas linéaire. Les cas linéaire et non linéaire sont parfaitement superposés.

Les figures 10.3 et 10.4 présentent les mêmes calculs pour  $\lambda = 0.5$ . Les effets de la terminaison non linéaire sont alors clairement visibles. En particulier, l'atténuation de la première réflexion est importante dans le cas non linéaire et les pics de  $Z_{eq}(\omega)$  sont plus faibles que dans le cas linéaire. Il est important de noter que les pertes linéaires par rayonnement, bien que négligées dans ce modèle, ont une influence significative à haute fréquence, alors que les pertes non linéaires sont importantes à basses fréquences. Ceci suggère que, en fonction du niveau dans l'embouchure, la terminaison non linéaire peut modifier le fonctionnement de l'instrument complet.

## Modèle numérique simplifié

Afin de conserver la simplicité et la rapidité calculatoire du modèle, on cherche à définir un modèle de résonateur nécessitant le moins de variables physiques possible et également le moins de calculs

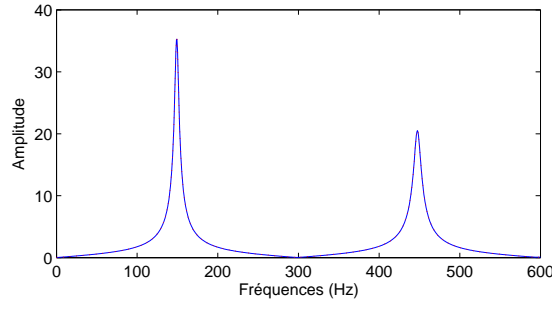


FIGURE 10.2 – *Transformée de Fourier de la réponse à une excitation de type Dirac.  $\lambda = 10^{-5}$ . Trait plein : cas non linéaire. Pointillés : cas linéaire. Les cas linéaire et non linéaire sont parfaitement superposés.*

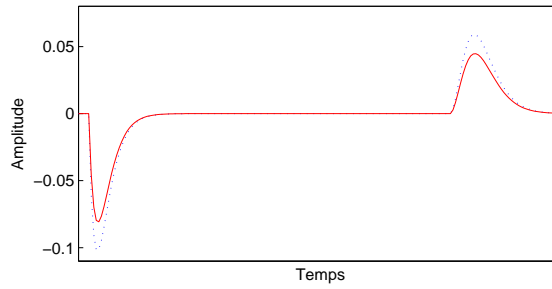


FIGURE 10.3 – *Deux premières réflexions de la réponse impulsionnelle.  $\lambda = 0.5$ . Trait plein : cas non linéaire. Pointillés : cas linéaire.*

possible tout en conservant les caractéristiques les plus importantes d'un modèle plus sophistiqué. Une première simplification consiste à chercher une approximation qui permette de faire disparaître les variables  $\tilde{p}_s$  et  $\tilde{u}_s$  du schéma total.

Pour cela, les équations 10.8 et 10.10 modélisant la propagation dans les deux directions sont écrites de la manière suivante :

$$\begin{cases} \frac{\beta_0}{1-\alpha_1 z^{-1}} z^{-D} (P_s + Z_c U_s) = \frac{b_0}{1-a_1 z^{-1}} z^{-2D} (P_e + Z_c U_e) \\ P_e - Z_c U_e = \frac{\beta_0}{1-\alpha_1 z^{-1}} z^{-D} (P_s - Z_c U_s) \end{cases} \quad (10.19)$$

où  $\frac{b_0}{1-a_1 z^{-1}} z^{-2D}$  est un filtre numérique du premier ordre modélisant la propagation sur une longueur  $2L$ . Il remplace le filtre  $\left(\frac{\beta_0 z^{-D}}{1-\alpha_1 z^{-1}}\right)^2$  apparaissant dans l'équation 10.8 qui modélise la propagation sur une longueur  $2L$  en tant que produit de deux filtres correspondant à la propagation sur une longueur  $L$ .

Afin d'éliminer les variables  $p_s$  et  $u_s$  retardées de  $D + 1$  dans la première équation du système (10.19), on suppose que  $\alpha_1 = a_1$ . Ceci revient à dire que la dépendance fréquentielle des pertes est supposée identique pour une propagation sur une longueur  $L$  (déterminée par la valeur du coefficient  $\alpha_1$ ) et pour une propagation sur une longueur  $2L$  (déterminée par la valeur du coefficient  $a_1$ ). En contrepartie, le coefficient  $\beta_0$  est remplacé par un coefficient  $\beta_{0ap}$  permettant de conserver l'amplitude

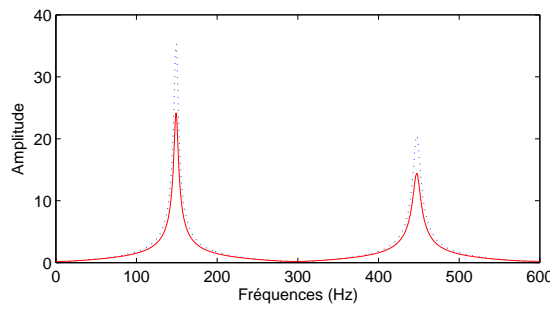


FIGURE 10.4 – *Transformée de Fourier de la réponse à une excitation de type Dirac.  $\lambda = 0.5$ . Trait plein : cas non linéaire. Pointillés : cas linéaire.*

du premier pic d'impédance dont la fréquence est  $\frac{c}{4L}$ , ce qui implique :

$$\left| \frac{\beta_{0ap}}{1 - a_1 \tilde{z}^{-1}} \right|^2 = \left| \frac{b_0}{1 - a_1 \tilde{z}^{-1}} \right| \quad (10.20)$$

où  $\tilde{z} = e^{j\frac{\tilde{\omega}}{F_e}}$  et  $\tilde{\omega} = \frac{\pi c}{2L}$ , ce qui conduit à :

$$\beta_{0ap} = \sqrt{b_0 \sqrt{1 - 2a_1 \cos(\tilde{\omega})} + a_1^2} \quad (10.21)$$

Avec ces modifications et l'adimensionnement des variables, le système d'équations 10.19 devient :

$$\begin{cases} b_0(\tilde{p}_e(n - 2D) + \tilde{u}_e(n - 2D)) = \\ \quad \beta_{0ap}(\tilde{p}_s(n - D) + \tilde{u}_s(n - D)) \\ \tilde{p}_e(n) = \tilde{u}_e(n) + a_1(\tilde{p}_e(n - 1) - \tilde{u}_e(n - 1)) \\ \quad + \beta_{0ap}(\tilde{p}_s(n - D) - \tilde{u}_s(n - D)) \end{cases} \quad (10.22)$$

En utilisant le même calcul que celui aboutissant à l'équation 10.18, la première équation du système 10.22 fournit une valeur analytique de  $\tilde{u}_s(n - D)$  :

$$\tilde{u}_s(n - D) = \text{sign}(\tilde{V}_s) \frac{-\beta_{0ap} + \sqrt{\beta_{0ap}^2 + 4\text{sign}(\tilde{V}_s)\beta_{0ap}\tilde{\alpha}\tilde{V}_s}}{2\beta_{0ap}\tilde{\alpha}} \quad (10.23)$$

où  $\tilde{V}_s$  est défini par :

$$\tilde{V}_s = b_0(\tilde{p}_e(n - 2D) + \tilde{u}_e(n - 2D)) \quad (10.24)$$

Une seconde approximation revient à supposer que le coefficient de pertes non linéaires  $4\tilde{\alpha}V_s/\beta_{0ap}$  reste petit. Ceci permet alors d'effectuer un développement limité au second ordre de l'équation (10.23), ce qui donne :

$$\tilde{u}_s(n - D) \simeq \frac{\tilde{V}_s}{\beta_{0ap}} - \tilde{\alpha}\text{sign}(\tilde{V}_s)\frac{\tilde{V}_s^2}{\beta_{0ap}^2} \quad (10.25)$$

Cette simplification permet d'obtenir le système suivant dans lequel  $\tilde{p}_e(n)$  s'exprime en fonction de  $\tilde{u}_e(n)$ ,  $\tilde{p}_e(n - 2D)$  et  $\tilde{u}_e(n - 2D)$  :

$$\begin{cases} \tilde{V}_s = b_0(\tilde{p}_e(n - 2D) + \tilde{u}_e(n - 2D)) \\ \tilde{V} = a_1[\tilde{p}_e(n - 1) - \tilde{u}_e(n - 1)] \\ \quad - \tilde{V}_s + 2\text{sign}(\tilde{V}_s) \frac{\tilde{\alpha}}{\beta_{0ap}} \tilde{V}_s^2 \\ \tilde{p}_e(n) = \tilde{u}_e(n) + \tilde{V} \end{cases} \quad (10.26)$$

## 10.2 Modèle d'instrument complet

Dans cette partie, on intègre le modèle de terminaison non linéaire au sein du modèle physique présenté en annexe 7. Le rôle de cette terminaison ainsi que la pertinence du modèle simplifié sont étudiés. Dans les exemples qui suivent, le rayon de sortie  $r_t$  est :  $r_t = \frac{R}{2}$ . La valeur du paramètre  $\zeta$  est :  $\zeta = 0.34$ . La fréquence de résonance de l'anche est  $2200\text{Hz}$  et l'inverse du facteur de qualité est 0.4 (ces valeurs ont été choisies à l'issue de séries de simulations pour des raisons de qualités perceptives et de confort de jeu du modèle). D'après les valeurs des paramètres physiques, la valeur du facteur  $\tilde{\alpha}$  de la terminaison non linéaire est :  $\tilde{\alpha} = 0.113$ .

### 10.2.1 Auto-oscillations

La figure 10.5 présente une période du signal de pression (en haut) et du débit (en bas) dans le bec d'un son auto-oscillant généré pour une valeur constante de la pression d'alimentation  $\gamma = 0.42$ . Bien que la pression d'alimentation soit faible, l'effet de la terminaison non linéaire apparaît clairement. La figure 10.6 présente le rapport entre les transformées de Fourier de la pression et du débit dans l'embouchure correspondant à  $\gamma = 0.42$ . Dans le cas linéaire, ce rapport correspond alors exactement à l'impédance d'entrée du résonateur. Les cas non linéaires montrent une forte atténuation du premier pic (environ deux fois plus faible) et une plus faible atténuation du second pic. Alors que la pression d'alimentation est faible, l'effet de la non-linéarité est clairement visible. Que ce soit dans les domaines temporels ou fréquentiels, les différences entre le modèle non linéaire précis et le modèle approché restent faibles.

La figure 10.7 montre une période du signal auto-oscillant de pression (en haut) et du débit (en bas) pour un signal généré pour une valeur constante de la pression  $\gamma = 0.56$ . Pour cette pression d'alimentation supérieure à la pression d'anche battante (correspondant à  $\gamma = 0.5$ ), les effets de la terminaison non linéaire engendrent une importante modification du débit acoustique. La figure 10.8 montre le rapport des transformées de Fourier de la pression et du débit dans l'embouchure pour  $\gamma = 0.56$ . Comparés au cas linéaire, les cas non linéaires présentent une chute considérable du niveau du premier pic (environ trois fois plus faible) et une réduction importante du second. Pour une telle pression d'alimentation, les effets de la non-linéarité sont très importants. Comme c'était le cas pour une plus petite pression d'alimentation, la différence entre le modèle non linéaire précis et le modèle non linéaire approché reste faible (environ 1,5%), montrant que dans le cadre de la synthèse, le développement limité à l'ordre deux du débit de sortie proposé équation 10.25 est suffisant.

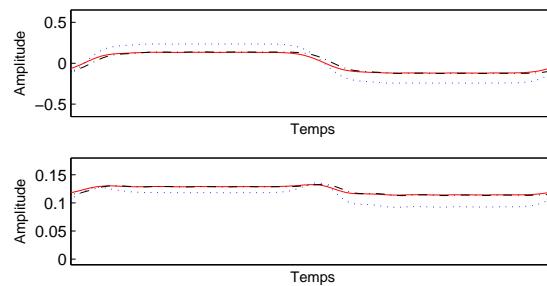


FIGURE 10.5 – En haut : pression dans l’embouchure. En bas : débit dans le bec ( $\gamma = 0.42$ ). Pointillés : cas linéaire. Trait plein : cas non linéaire - modèle précis. Tirets : cas non linéaire - modèle approché. Exemples sonores (respectivement) n°64 à 69.

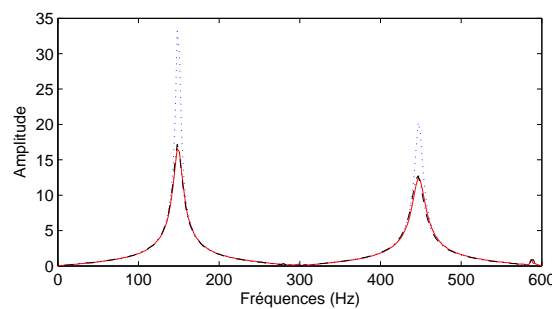


FIGURE 10.6 – Rapport des transformées de Fourier des pression et débit dans le bec ( $\gamma = 0.42$ ). Pointillés : cas linéaire. Trait plein : cas non linéaire - modèle précis. Tirets : cas non linéaire - modèle approché.

### 10.2.2 Augmentation de la pression d’alimentation

Dans cet exemple, la durée du son est de 1.5s. Pendant cette durée, la pression d’alimentation adimensionnée  $\gamma$  augmente linéairement de 0.4 (niveau proche du seuil d’auto-oscillations) à 0.95 (proche du seuil d’extinction).

La figure 10.9 compare les enveloppes des signaux de pression externe (calculé comme indiqué équation 7.36) dans le cas linéaire et non linéaire. Le cas non linéaire est calculé avec l’algorithme approché. On précise que les deux modèles non linéaires permettent d’obtenir des enveloppes similaires. Le niveau sonore moyen est plus faible dans le cas non linéaire. Alors que le niveau sonore augmente continûment dans le cas linéaire, après une phase d’augmentation, il y a décroissance dans l’autre cas. A fort niveau la non-linéarité influe peu sur la pression d’entrée. Par contre, l’enveloppe du débit est fortement modifiée, surtout au niveau des hautes fréquences. Or le débit d’entrée est la principale source d’harmoniques pairs. La pression externe correspondant à la dérivée temporelle de la somme du débit et de la pression d’entrée, lorsque sa valeur chute, ceci signifie que le niveau du signal dérivé et/ou sa brillance chute(nt). Or la figure 10.7 montre que ce n’est pas tant l’amplitude que le contenu hautes fréquences du débit qui est réduit. Cette décroissance du signal de pression externe correspond donc à une diminution de sa richesse spectrale.

Les figures 10.10 et 10.11 présentent respectivement les spectrogrammes de signaux de pression

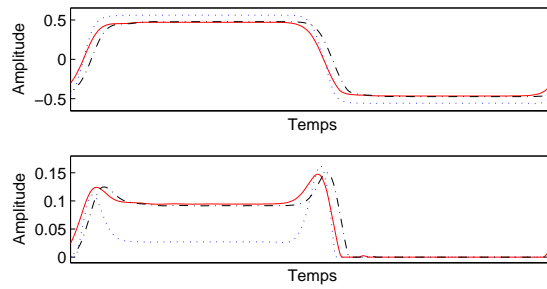


FIGURE 10.7 – En haut : pression dans le bec. En bas : débit dans le bec ( $\gamma = 0.56$ ). Pointillés : cas linéaire. Trait plein : cas non linéaire - modèle précis. Tirets : cas non linéaire - modèle approché. Exemples sonores (respectivement) n°70 à 75.

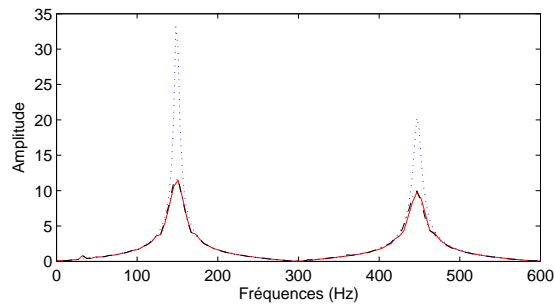


FIGURE 10.8 – Rapport des transformées de Fourier des pression et débit dans l’embouchure ( $\gamma = 0.56$ ). Pointillés : cas linéaire. Trait plein : cas non linéaire - modèle précis. Tirets : cas non linéaire - modèle approché.

externe dans le cas linéaire et dans le cas non linéaire. L’axe vertical correspond aux fréquences, de 0 à  $4kHz$  et l’axe horizontal est le temps, en secondes. La naissance de la fréquence fondamentale apparaît plus tard dans le cas non linéaire et celle des harmoniques est retardée. Ceci s’explique par le fait que le seuil d’auto-oscillations dépend de la hauteur du premier pic d’impédance, qui est fortement réduite dans le cas non linéaire. Le comportement des harmoniques pairs (provenant du débit dans l’embouchure, étant donné que la pression dans l’embouchure contient très peu d’harmoniques pairs du fait de la relation d’impédance) est significativement différent. Tandis que les harmoniques pairs de rang faible conservent un niveau quasiment constant durant toute la durée du son dans le cas linéaire, ils augmentent d’abord, pour ensuite chuter juste qu’à un niveau minimum, pour ensuite augmenter à nouveau dans l’autre cas. On peut noter que le moment où les harmoniques pairs atteignent leur minimum dépend de leur rang : ainsi l’harmonique 2 atteint son minimum aux alentours de  $t = 1.1s$  alors que l’harmonique 12 connaît son minimum aux alentours de  $t = 0.8s$ .

On précise que les conditions de jeu “normales” correspondent aux premières  $0.5s$  du son et d’un point de vue perceptif, la différence la plus remarquable entre les deux cas est la balance entre harmoniques pairs et impairs, ainsi qu’un retard dans la naissance des harmoniques, dû à l’ajout des pertes non linéaires. Ces différences ont une répercussion sur la brillance du signal de pression externe.

La figure 10.12 présente l’évolution du centre de gravité spectral du signal de pression externe pour

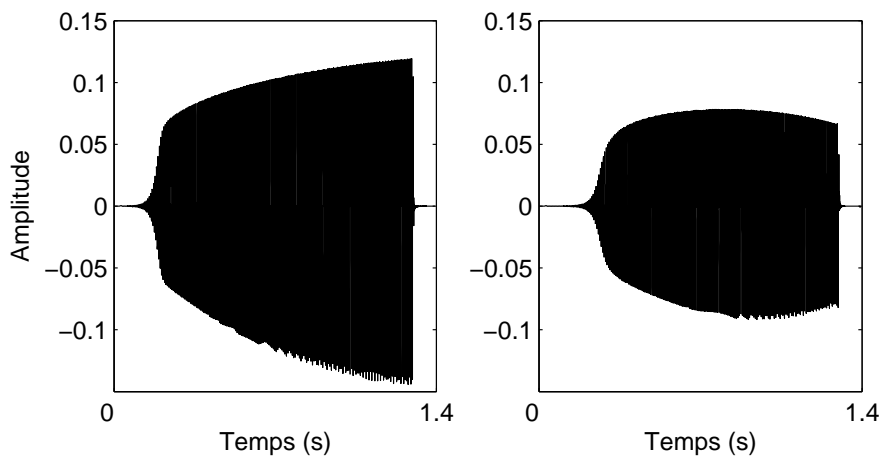


FIGURE 10.9 – Signaux de pression externe correspondant à une augmentation linéaire de la pression d'alimentation A gauche : cas linéaire. A droite : cas non linéaire avec le modèle approché. Exemples sonores n°76 et n°78.

une augmentation linéaire de la pression d'alimentation pour le modèle linéaire et les modèles non linéaires. La prise en considération des effets non linéaires altère la brillance du son. Ainsi pour une pression d'alimentation donnée, la brillance est moindre lorsque la non-linéarité est prise en compte.

Pour illustrer de manière plus significative l'influence de la non-linéarité sur l'amplitude des harmoniques en fonction de leur parité, ainsi que la correspondance entre le modèle précis et le modèle simplifié, les figures 10.13 et 10.14 présentent les variations d'amplitude des 4 premiers harmoniques de signaux de synthèse. Chaque figure présente quatre courbes. Les deux premières correspondent respectivement aux signaux de pression externe obtenus pour une terminaison linéaire et une terminaison non linéaire (modèles précis) en calculant  $p_{ext}$  en dérivant le signal de débit de sortie  $u_s$ . Cette méthode est plus rigoureuse que celle présentée équation 7.36. La méthode est choisie en fonction des variables dont on dispose. Les deux autres courbes correspondent respectivement au signal de pression externe obtenu pour une terminaison non linéaire avec le modèle précis et avec le modèle simplifié en calculant  $p_{ext}$  à l'aide de l'équation 7.36 (le modèle simplifié ne mettant pas à contribution la variable débit de sortie  $u_s$ ). Les deux méthodes de calcul du signal de pression externe ne fournissent pas exactement les mêmes résultats. Sur chacune des figures, les deux courbes correspondant au cas non linéaire (pointillés et tirets) ne présentent pas des résultats totalement similaires. Cette différence apparaît clairement dans le cas des harmoniques pairs : le minimum est alors atteint à des instants différents dans les deux cas. L'amplitude des harmoniques impairs augmente continûment dans le cas linéaire alors qu'elle rencontre un seuil de saturation dans le cas où la non-linéarité est prise en considération. Ces constatations sont en accord avec les évolutions de l'amplitude du signal de pression externe. Ces figures montrent également clairement que la terminaison non linéaire a une influence non négligeable sur les harmoniques pairs. Dans le cas linéaire, l'augmentation continue de la pression d'alimentation engendre une réduction continue de l'amplitude des harmoniques pairs. La terminaison non linéaire implique une chute de leur niveau beaucoup plus rapide jusqu'à atteindre un seuil minimum pour ensuite augmenter jusqu'à l'extinction de l'instrument. De plus, la non-linéarité terminale a une influence non négligeable sur le seuil d'oscillation de l'instrument : on remarque clairement que la naissance des harmoniques est



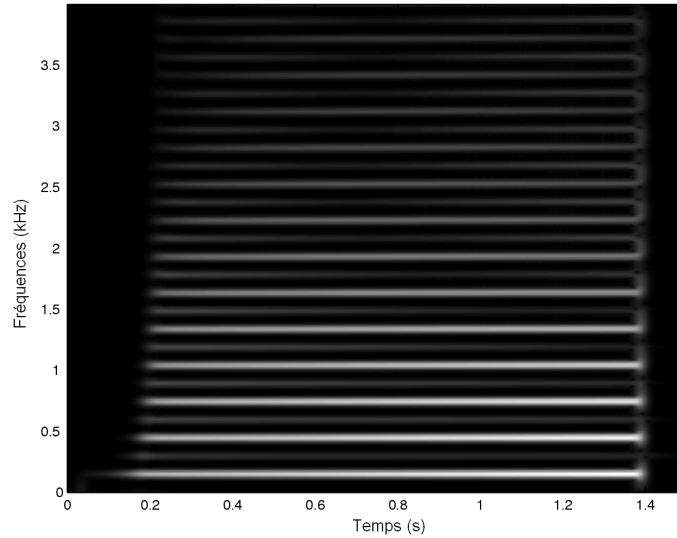


FIGURE 10.10 – *Spectrogramme du signal de pression externe correspondant au modèle linéaire pour une augmentation linéaire de la pression d'alimentation. Exemple sonore n°76.*

retardée dans le cas non linéaire, ce qui confirme ce que l'on peut déjà observer sur les spectrogrammes (figures 10.10 et 10.11) Finalement, le modèle approché permet d'obtenir des évolutions similaires à celles du modèle complet.

### 10.3 Conclusions

Confirmant les résultats d'Atig [3] et les prolongeant aux cas d'un tuyau avec pertes dépendantes de la fréquence et d'une anche avec masse, il a été montré que l'introduction de pertes non linéaires modifie significativement le rôle du tube à basses fréquences, modifiant ainsi le fonctionnement et le timbre de l'instrument. Même à de faibles niveaux, les effets non linéaires sont apparus significatifs. Dans le cas non linéaire, le rapport entre les harmoniques pairs et impairs étant modifié, ceci entraîne un changement au niveau du timbre et de la brillance de l'instrument. De plus, la naissance des harmoniques est retardée.

Le travail présenté ici constitue une première étape vers un modèle dynamique simple de trou latéral. De plus, durant les attaques consistant en une soudaine augmentation de la pression d'alimentation, les effets de la terminaison non linéaire peuvent modifier les propriétés du transitoire. En dépit de sa simplicité et de son faible coût de calcul, le modèle simplifié fournit des résultats en accord avec ceux obtenus avec le modèle plus rigoureux et semble donc utilisable pour des cas de géométries plus complexes puisqu'il suffit juste d'ajouter au modèle de résonateur une fonction non linéaire agissant sur les variables  $p_e$  et  $u_e$  retardées.

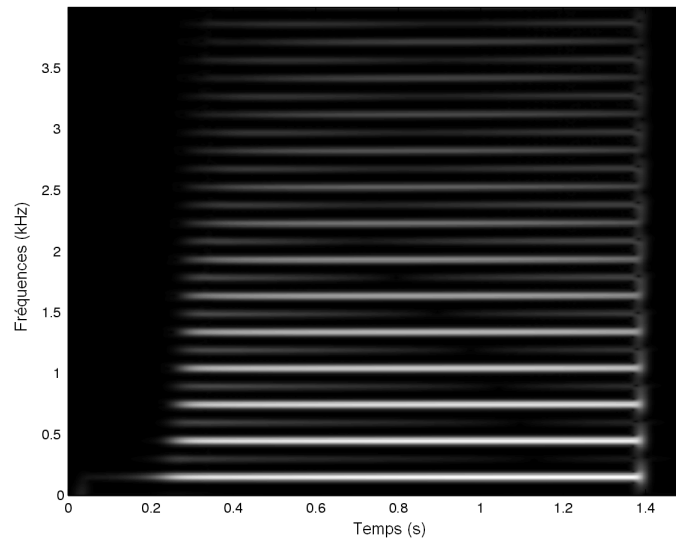


FIGURE 10.11 – Spectrogramme du signal pression externe correspondant au modèle non linéaire pour une augmentation linéaire de la pression d'alimentation. Exemple sonore n°78.

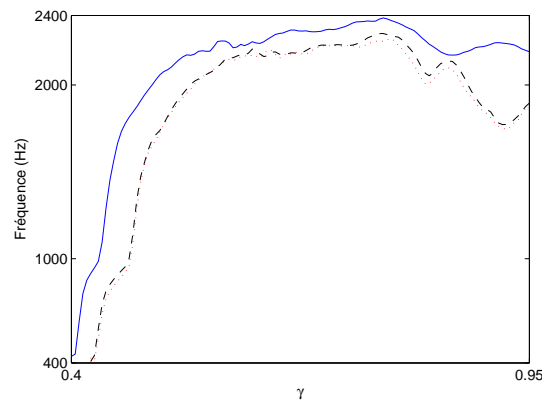


FIGURE 10.12 – Evolution du centre de gravité spectral du signal de pression externe pour une augmentation linéaire de la pression d'alimentation. Trait plein : cas linéaire ; pointillés : cas non linéaire ; tirets : cas non linéaire approché. Exemples sonores n°76, 77 et 78.

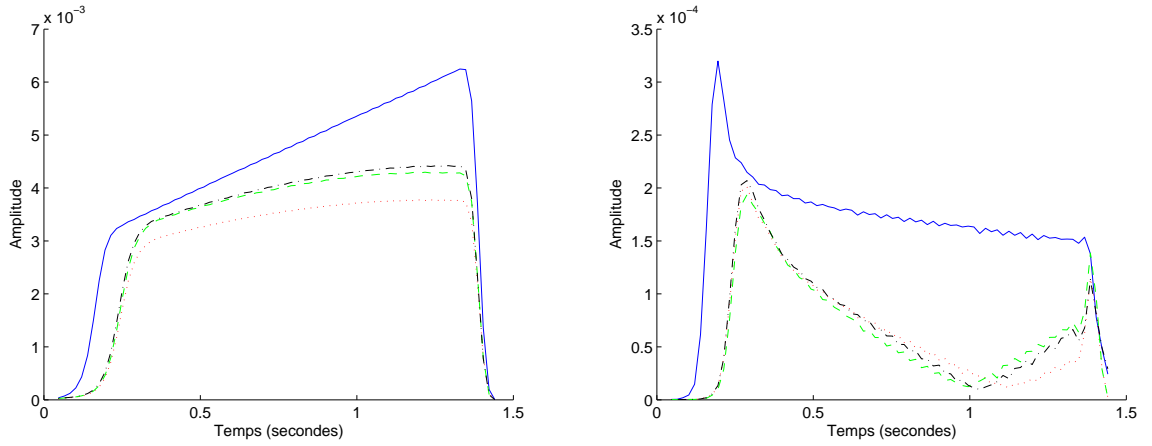


FIGURE 10.13 – Evolution de l'amplitude l'harmonique 1 (à gauche) et 2 (à droite) de la pression externe lorsque l'on augmente  $\gamma$ . Trait plein : linéaire  $p_{ext} = \text{diff}(u_s)$ ; pointillés : non linéaire  $p_{ext} = \text{diff}(u_s)$ ; tirets : non linéaire  $p_{ext} = \text{diff}(p_e + u_e)$ ; trait mixte : non linéaire approché  $p_{ext} = \text{diff}(p_e + u_e)$

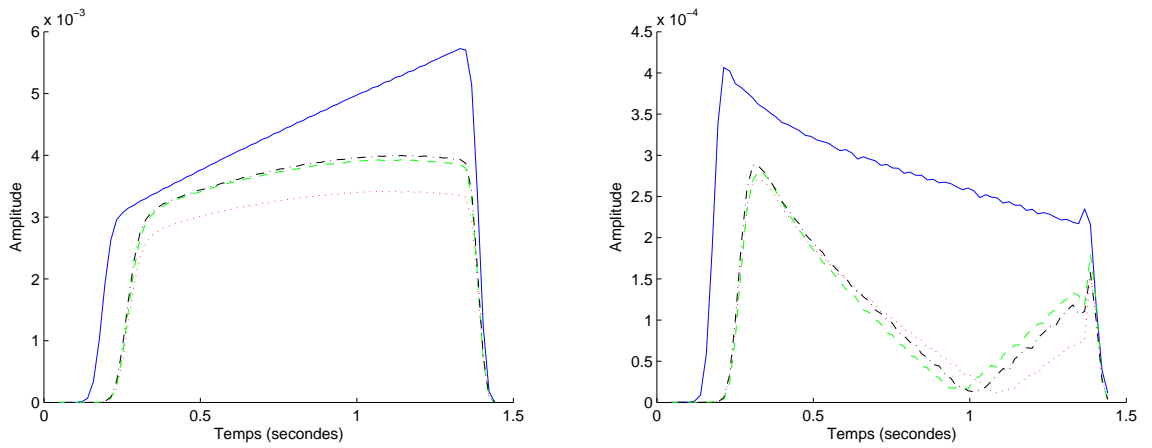


FIGURE 10.14 – Evolution de l'amplitude l'harmonique 3 (à gauche) et 4 (à droite) de la pression externe lorsque l'on augmente  $\gamma$ . Trait plein : linéaire  $p_{ext} = \text{diff}(u_s)$ ; pointillés : non linéaire  $p_{ext} = \text{diff}(u_s)$ ; tirets : non linéaire  $p_{ext} = \text{diff}(p_e + u_e)$ ; trait mixte : non linéaire approché  $p_{ext} = \text{diff}(p_e + u_e)$

# Chapitre 11

## Comparaison détaillée des différents modèles de synthèse : Timbre et pression interne

Cette annexe détaille les résultats résumés paragraphe 3.2.4. On compare les variations obtenues pour différents descripteurs (centre de gravité, flux spectral, tristimuli, rapport pairs/impairs, amplitudes des harmoniques) et différents signaux (pression externe, puis interne) pour les quatre modèles de synthèse présentés au cours de ce travail : 1.transition simulée par réduction du rayon du trou et pertes linéaires ; 2.transition simulée par interpolation et pertes linéaires ; 3.transition simulée par réduction du rayon du trou et pertes non linéaires ; 4.transition simulée par interpolation et pertes non linéaires.

### 11.1 Descripteurs liés au timbre

On s'intéresse aux variations des différents descripteurs de timbre (centre de gravité, flux spectral, rapport pair/impair, méthode par tristimulus) pour des signaux de pression externe synthétisés via les quatre modèles de transition.

#### 11.1.1 Centre de gravité spectral

La figure 11.1 présente les variations du centre de gravité spectral. La brillance du son est réduite lors de la fermeture pour chacune des méthodes de synthèse. Si la méthode par réduction du rayon du trou avec pertes linéaires sous-estime la variation du centre de gravité spectral (variation d'environ 250Hz contre environ 800Hz pour les mesures sur bouche artificielle), la prise en compte des effets non linéaires permet d'obtenir une variation du même ordre que celle obtenue expérimentalement (à savoir environ 700Hz). A nouveau, les effets non linéaires permettent de se rapprocher significativement des résultats expérimentaux. Concernant les deux méthodes par interpolation, les résultats sont sensiblement similaires (variations entre 600Hz et 700Hz). Simuler la transition par interpolation permet donc d'obtenir des variations du centre de gravité spectral similaires à celles observées expérimentalement (indépendamment du fait que l'on considère ou non la non-linéarité au niveau du trou).

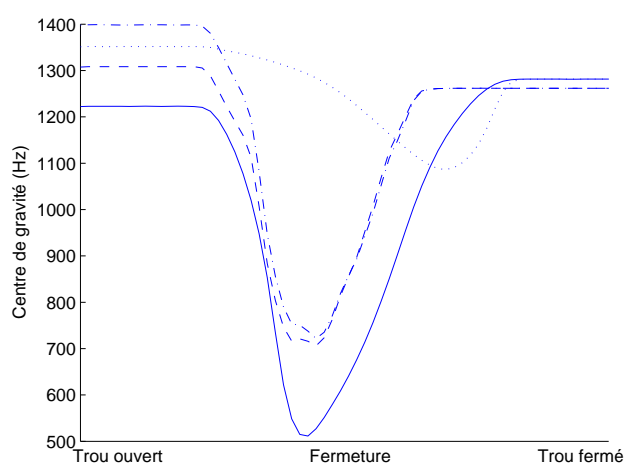


FIGURE 11.1 – Variations du centre de gravité spectral de signaux de pression externe de synthèse. Trait plein : méthode par réduction du rayon du trou avec pertes non linéaires ; tirets : méthode par interpolation avec pertes non linéaires ; pointillés : méthode par réduction du rayon du trou avec pertes linéaires. trait mixte : méthode par interpolation avec pertes linéaires.

### 11.1.2 Flux spectral

En complément du centre de gravité, le flux spectral permet d'observer si le son est sujet à des variations spectrales au cours de la transition. La variation est d'environ 11% pour toutes les méthodes exceptées pour le modèle par réduction du rayon avec pertes non linéaires où elle n'est que de 6% (cf. figure 11.2). Ceci signifie que pour ce dernier l'évolution du contenu spectral pendant la transition se fait de manière plus continue que dans les autres cas. Ce comportement ne se retrouve pas sur les signaux expérimentaux où le flux peut chuter jusqu'à 20%. Les variations spectrales se font donc de manière plus lentes et continues pour ces signaux de synthèse que pour les signaux expérimentaux. On note à nouveau la forte corrélation qui existe entre les résultats donnés par les deux méthodes par interpolation.

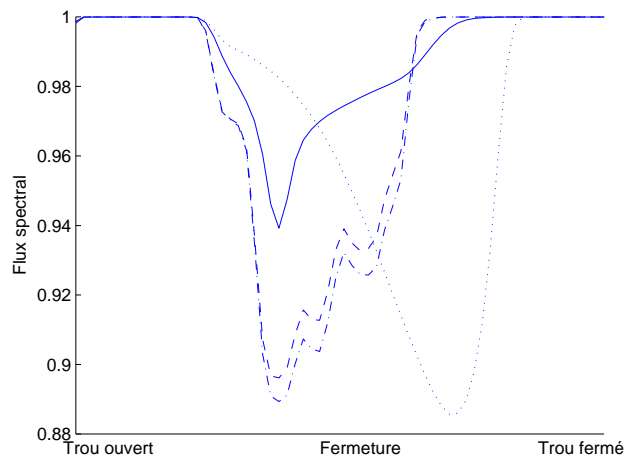


FIGURE 11.2 – Evolution du flux spectral de signaux de pression externe de synthèse. Trait plein : méthode par réduction du rayon du trou avec pertes non linéaires ; tirets : méthode par interpolation avec pertes non linéaires ; pointillés : méthode par réduction du rayon du trou avec pertes linéaires. trait mixte : méthode par interpolation avec pertes linéaires.

### 11.1.3 Méthode par tristimulus

On étudie la variation de la sonie de trois bandes spectrales : fondamental, harmoniques 2 à 7 (on inclue donc les trois harmoniques impairs suivants) et harmoniques 8 à  $N_c = 20$ . La figure 11.3 présente les variations obtenues pour les modèle de transition par réduction de rayon. L'inclusion de pertes non linéaires au niveau du trou latéral permet d'obtenir des variations significativement différentes de celles obtenues dans le cas linéaire, le second tristimulus connaissant alors une réduction prononcée de son niveau au cours de la transition. Le minimum de ce tristimulus est atteint en même temps que le maximum du tristimulus 1 (qui correspond au fondamental) et que le minimum de la sonie et du centre de gravité spectral. Cette réduction du niveau du second tristimulus implique une diminution de son influence d'un point de vue perceptif. Ainsi, alors que cette bande spectrale est très importante avant et après la transition, durant celle-ci son importance est réduite pour atteindre son minimum lorsque la sonie et la brillance du son sont minimum eux aussi. Ce comportement est en accord avec ceux

observés expérimentalement (cf. figures 1.8 et 1.16) : chute du niveau du trstimulus 2 et augmentation du trstimulus 1. Ainsi, l'adjonction des pertes non linéaires permet d'obtenir une amélioration significative du résultat.

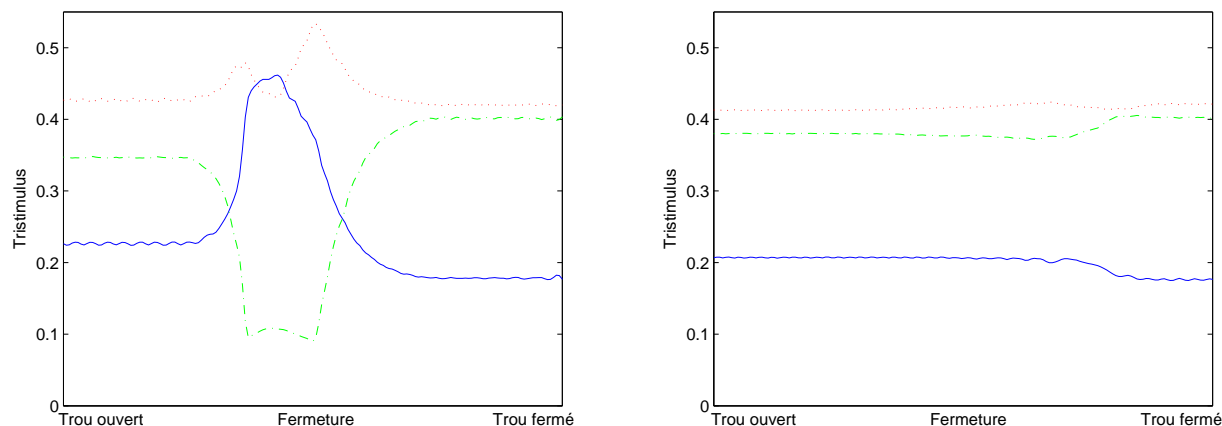


FIGURE 11.3 – Evolution des trstimuli pour un signal de pression externe de synthèse. Les pertes dans le trou latéral sont considérées non linéaires (à gauche) ou linéaire (à droite). La transition a été simulée par réduction du rayon du trou latéral. Fondamental (trait plein) ; groupe d'harmoniques 2 à 7 (pointillés) ; groupe d'harmoniques 8 à  $n$  (trait mixte).

Les méthodes par interpolation présentées figure 11.4 permettent d'obtenir une évolution semblable à celle décrite précédemment. Cette méthode approchée ne conduit pas à une véritable chute du niveau du second trstimulus mais plutôt à une stabilisation du niveau au milieu de la transition. Parallèlement, la variation du trstimulus 1 (fondamental) est moins importante. Les méthodes par interpolations permettent d'obtenir, à moindre coût, des variations semblables à celles observées expérimentalement, bien que la méthode par réduction du rayon incluant des pertes non linéaires fournisse des résultats plus concluants.

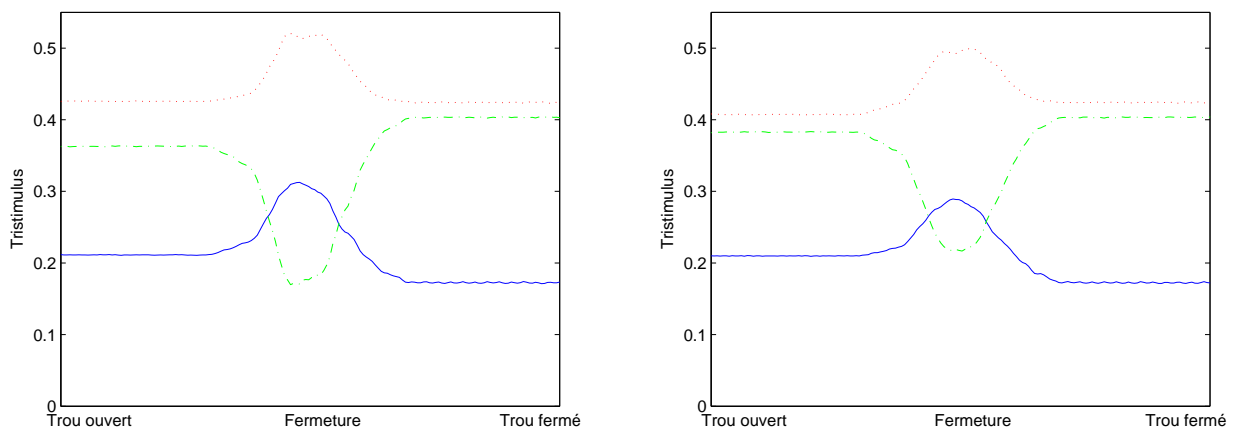


FIGURE 11.4 – Evolution des trisstimuli pour un signal de pression externe de synthèse. Les pertes dans le trou latéral sont considérées non linéaires (à gauche) ou linéaires (à droite). La transition a été simulée par interpolation. Fondamental (trait plein) ; groupe d'harmoniques 2 à 7 (pointillés) ; groupe d'harmoniques 8 à  $n$  (trait mixte).



### 11.1.4 Rapport harmoniques pair/impair

On étudie enfin les variations de sonie de signaux constitués uniquement des harmoniques pairs ou des harmoniques impairs (en excluant le fondamental, cf. paragraphe 1.1.3). Hormis pour la méthode par la réduction du rayon du trou avec pertes linéaires, durant la transition, le poids du signal “impair” est réduit, pendant que celui du signal “pair” augmente.

Lorsque les pertes sont considérées linéaires, les variations sont assez faibles. La prise en compte des non-linéarités conduit à des variations plus importantes ce qui signifie que le timbre va être d’avantage modifié. A nouveau, les méthodes par interpolation permettent également d’obtenir ce type de comportement et fournissent des résultats quasiment identiques. Enfin, les variations observées expérimentalement sont différentes de celles obtenues par synthèse (indépendamment de la méthode utilisée). On rappelle que les résultats obtenus pour les mesures sur bouche artificielle et avec les musiciens divergent (cf. figures 1.9 et 1.17), il est donc difficile de conclure, concernant cet attribut, quant à une amélioration (ou une détérioration) des résultats qui serait due à la prise en compte des effets non linéaires. Malgré tout, les variations plus prononcées consécutives à la prise en compte des non-linéarités restent plus proche des mesures.

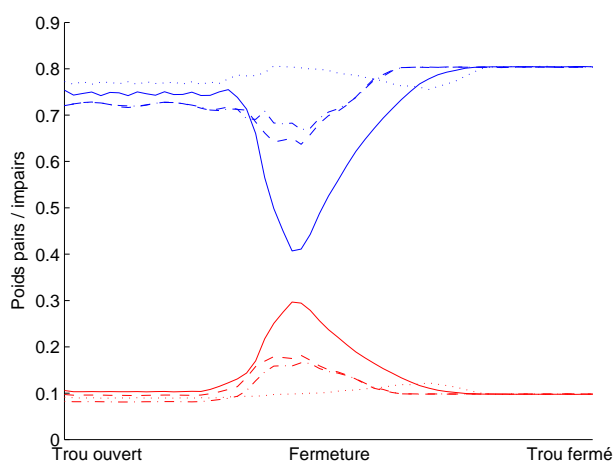


FIGURE 11.5 – Evolution de la sonie des signaux de synthèse de pression externe “pairs” (faible niveau) et “impairs” (courbes supérieures). Trait plein : méthode par réduction du rayon du trou avec pertes non linéaires ; tirets : méthode par interpolation avec pertes non linéaires ; pointillés : méthode par réduction du rayon du trou avec pertes linéaires. trait mixte : méthode par interpolation avec pertes linéaires.

## 11.2 Pression interne

De la même manière que pour les modèles avec pertes linéaires, on évalue comment l’amplitude des harmoniques des signaux de pression interne varie au cours de la transition grâce à plusieurs descripteurs.

### 11.2.1 Amplitudes des harmoniques

Les amplitudes des deux premiers harmoniques impairs du signal de pression interne sont représentées figure 11.6. Comme pour les signaux de pression externe, les amplitudes des harmoniques sont réduites durant la transition. Le modèle par réduction du rayon et pertes non linéaires présente les variations les plus prononcées. Ces variations sont en accord avec les variations de sonie des signaux de pression externe associés. Ceci confirme ce qui a été observé expérimentalement, grâce aux mesures sur bouche artificielle, en mettant en évidence la relation entre les amplitudes des harmoniques des signaux de pression interne et la sonie des signaux de pression externe associés. De plus, on obtient un comportement similaire à celui observé avec la bouche artificielle. Réduire le rayon du trou en ignorant les effets non linéaires ne permet pas d'obtenir de telles variations, les amplitudes ne variant quasiment pas, ce qui confirme l'importance des pertes non linéaires au niveau du trou et la pertinence de leur prise en compte. Les méthodes par interpolation permettent d'obtenir des réductions d'amplitude moindres.

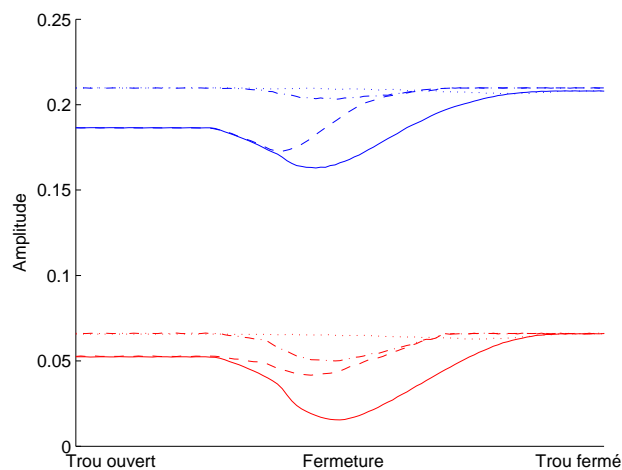


FIGURE 11.6 – Variations d'amplitude des deux premiers harmoniques impairs de signaux de pression interne pour des signaux de synthèse. Trait plein : méthode par réduction du rayon du trou avec pertes non linéaires ; tirets : méthode par interpolation avec pertes non linéaires ; pointillés : méthode par réduction du rayon du trou avec pertes linéaires. trait mixte : méthode par interpolation avec pertes linéaires.

### 11.2.2 Tristimulus

La figure 11.7 présente les différentes évolutions de chaque tristimulus pendant la transition. Les tristimuli ont été calculés à partir des amplitudes des harmoniques (cf. équations 6.11 à 6.13). A gauche, on a représenté les modèles avec pertes linéaires au niveau du trou latéral, à droite les modèles avec pertes non linéaires. Si les deux modèles par réduction du rayon du trou permettent d'obtenir des variations analogues, il est clair que la prise en compte de la non-linéarité conduit à des variations plus importantes et plus en accord avec l'expérience (cf. paragraphe 1.2.4). Les deux méthodes par interpolation fournissent des résultats similaires. Pour le cas linéaire par réduction du rayon, les variations sont à nouveau sous-estimées. Ainsi, celles observées expérimentalement sont de l'ordre de +20% pour le

tristimulus 1 et  $-15\%$  pour le tristimulus 2 et qu'elles sont respectivement de l'ordre  $+25\%$  et  $-20\%$  pour la méthode par réduction en prenant en compte les pertes non linéaires et de  $+20\%$  et  $-10\%$  pour les méthodes par interpolation.

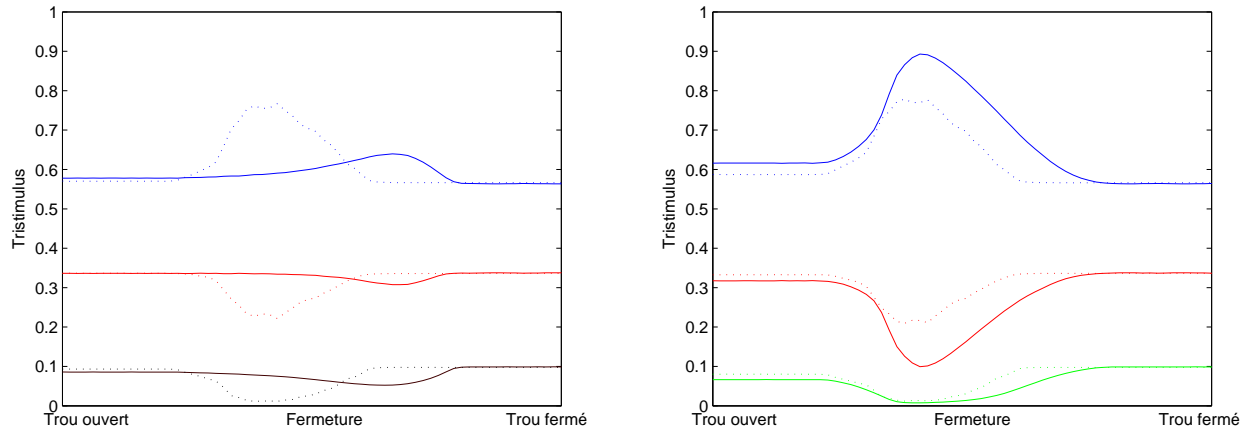


FIGURE 11.7 – Evolution des tristimuli. Les signaux analysés prennent en compte des pertes linéaires (à gauche) ou non linéaire (à droite) au niveau du trou latéral. Trait plein : transition simulées par réduction du rayon du trou latéral ; pointillés : transition simulée par interpolation. Fondamental (courbes supérieures) ; groupe d’harmoniques 2 à 7 (courbes intermédiaires) ; groupe d’harmoniques 8 à  $N_c = 20$  (courbes inférieures).

### 11.2.3 Rapport pair/impair

La figure 11.8 compare les variations des amplitudes des signaux “pair” et “impair” au cours de la transition (cf. équations 6.14 et 6.15). Toutes les méthodes conduisent à des variations analogues mais que, similairement à ce qui a été observé pour les tristimuli, la prise en compte des non-linéarités permet d’obtenir des variations plus importantes. Ainsi, si l’on compare les valeurs obtenues avec la méthode par réduction du rayon incluant les pertes non linéaires (chute du niveau du signal “impair” de 0.37 à 0.1) aux valeurs obtenues expérimentalement (chute du niveau de 0.25 à 0.07), on se rend compte que c’est la méthode qui permet d’obtenir les résultats les plus proches de l’expérience. On note par ailleurs que les méthodes par interpolation fournissent à nouveau des résultats proches des mesures indépendamment du fait que l’on considère ou non les non-linéarités.

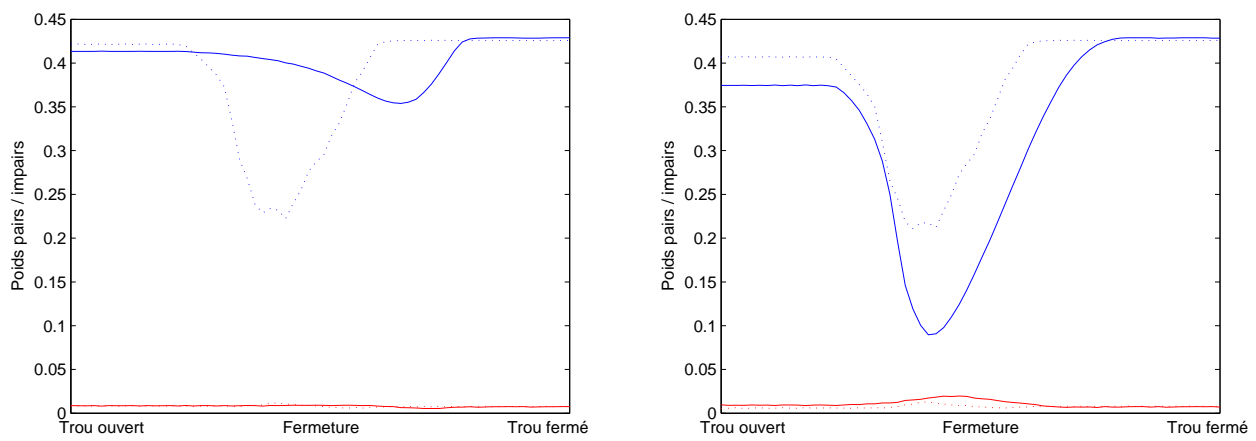


FIGURE 11.8 – Evolution de la sonie des signaux de synthèse de pression interne “pairs” (faible niveau) et “impairs”(fort niveau). Les signaux analysés prennent en compte des pertes linéaires (à gauche) ou non linéaire (à droite) au niveau du trou latéral. Trait plein : transition simulées par réduction du rayon du trou latéral ; pointillés : transition simulée par interpolation.



# Chapitre 12

## Etude du bruit issu du souffle du musicien en-dessous du seuil d’auto-oscillation - Mesures sur bouche artificielle

Cette étude a permis de poser un grand nombre de questions dont la plupart reste, à ce jour, ouvert. Il nous a tout de même paru intéressant de faire figurer ce travail en annexe de ce manuscrit afin de mettre en lumière les questions qui se sont posées et par conséquent les perspectives de travail qu’elles posent.

### 12.1 Introduction - Protocole

Les mesures avec un musicien permettent d’observer comment l’instrument se comporte en situation de jeu. Cependant on se trouve face à un problème de reproductibilité et de maîtrise des paramètres de contrôle (pression d’alimentation / ouverture du canal d’anche). Nous avons donc effectué des mesures en-dessous du seuil d’auto-oscillation sur bouche artificielle au LAUM<sup>1</sup> afin de nous affranchir de ce facteur “humain”. Il est alors possible de fixer les valeurs des paramètres de contrôle, les faire évoluer de façon indépendante et maîtrisée, ce qui va nous permettre d’estimer l’influence de chacun d’eux sur les caractéristiques du signal. Le dispositif utilisé est le même que celui présenté paragraphe 4.1. L’instrument utilisé est une clarinette en si bémol (Yamaha YCL250) et non pas un saxophone comme dans le chapitre 4. Pour des raisons techniques (souffle sec), les mesures sur bouche artificielle nécessitent l’utilisation d’anches synthétiques ou avec un recouvrement synthétique. Les anches RICO Plasticover (anches naturelles recouvertes d’un revêtement synthétique) ont été retenues. Deux doigtés ont été utilisés :  $F\sharp 2$  et  $C\sharp 3$  (cf. figure 12.1) afin de pouvoir déterminer l’influence du résonateur de l’instrument sur les spectres des signaux de pression externe et interne, les mesures sur bouche artificielle permettant d’enregistrer simultanément la pression interne dans l’embouchure et la pression externe. Il est important de noter que les mesures n’ont pu être effectuées en chambre anéchoïque, ce qui peut être gênant pour ce type de mesures à de faibles niveaux (il sera précisé si des résonances de la salle apparaissent sur les figures).

---

1. Laboratoire d’Acoustique de l’Université du Maine - Avenue Olivier Messiaen 72085 LE MANS Cedex9

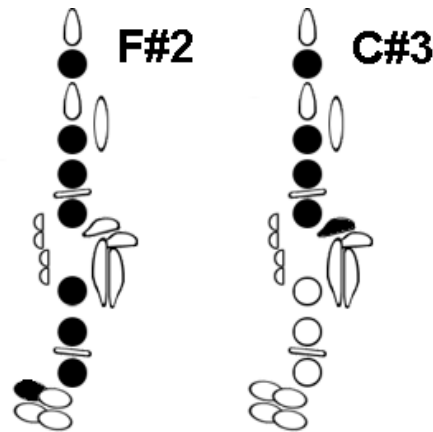


FIGURE 12.1 – Doigtés de clarinette utilisés lors des mesures sur bouche artificielle ( $F\sharp 2$  et  $C\sharp 3$ ).

## 12.2 Pression externe

La figure 12.2 présente la densité spectrale de puissance (DSP) de deux signaux de pression externe mesurés en sortie de la clarinette pour deux doigtés différents. On a superposé la DSP du bruit de fond de la salle. Au-dessous de 1000Hz le signal de pression externe se confond avec le bruit de fond. Des mesures complémentaires ont montré que les fréquences au-dessous de 1000Hz étaient rayonnées par le premier trou latéral ouvert. Étant donné la position du microphone (face au pavillon de l'instrument), le signal de pression externe en sortie du pavillon contient peu d'énergie en-dessous de cette fréquence et, par conséquent, toutes les émergences en-dessous de 1000Hz correspondent au bruit de fond de la salle.

La figure 12.3 présente les DSP des signaux de pression externe obtenus en-dessous et au-dessus du seuil d'auto-oscillations de l'instrument et pour une même position du microphone. L'influence du résonateur est mise en évidence par la correspondance entre des harmoniques du signal auto-oscillant et des pics apparaissant dans le bruit. De la même manière que pour le saxophone ténor, le bruit est coloré par les résonances passives du résonateur, notamment entre 1000Hz et 2000Hz, comportant essentiellement des harmoniques impairs, tandis que, dans cette même bande de fréquence, les auto-oscillations présentent, en sus des harmoniques impairs, un niveau d'harmoniques pairs important, dû à la résonance d'anche [4].

Comparées aux mesures sur saxophone avec des musiciens (cf. chapitre 4), les mesures sur bouche artificielle présentent des dissemblances évidentes. D'abord, on constate une émergence spectrale très significative autour de 4200Hz. Il semble assez peu probable que cette émergence soit liée à une résonance de la salle. De la même manière, ni le résonateur (cylindrique) ni le bec ne semblent être responsables. La figure 12.4 présente les densités spectrales de puissance des signaux obtenues après excitation du bec de clarinette seul en plaquant l'anche ou en laissant celle-ci libre. Les fréquences de résonances étant beaucoup plus basses que l'émergence observée pour les signaux mesurés en sortie de clarinette, le bec n'est donc pas responsable de ce formant. Ensuite, cette émergence fréquentielle est assez haute fréquence comparée à celle observée sur les mesures avec musiciens. Dans le chapitre 4, l'hypothèse a été émise qu'une résonance pourrait être la conséquence directe d'un filtrage par la cavité buccale. Pour les mesures sur la bouche artificielle, cette émergence est la même pour les deux doigtés

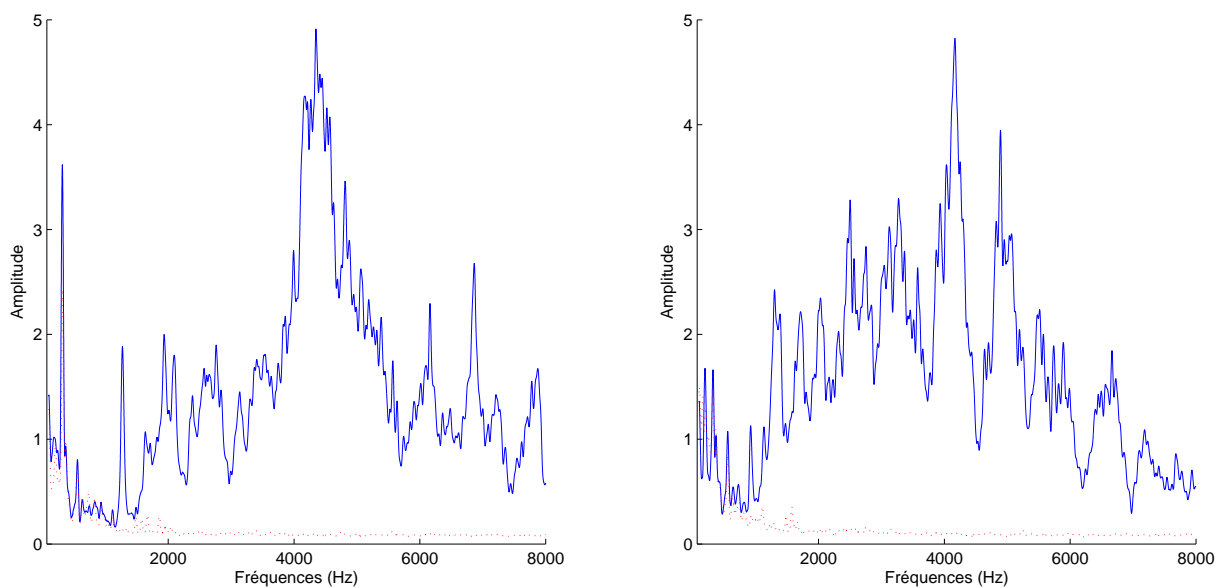


FIGURE 12.2 – DSP du signal de pression externe mesuré en dessous du seuil d’auto-oscillation (à gauche : doigté  $F\sharp 2$ ; à droite : doigté  $C\sharp 3$ ). On a superposé la DSP du bruit de fond de la salle (pointillés) pour chacune des mesures.

(dont les fréquences fondamentales associées sont  $f_0 = 164\text{Hz}$  ou  $f_0 = 247\text{Hz}$ ). Elle ne peut donc pas être la conséquence d’une particularité du doigté choisi. Il semble qu’elle puisse être la conséquence d’un filtrage préalable du souffle en amont de clarinette : fréquence de résonance de la bouche artificielle ? Cette cavité est un simple cube de  $650\text{cm}^3$  de volume, mais alimenté en pression par un tuyau et muni d’un dispositif d’échappement de l’air pour éviter les surpressions en cas de placage de l’anche à très fort niveau de jeu. Comme il a été dit précédemment, le conduit vocal du musicien semble agir sur le contenu fréquentiel du signal en-dessous du seuil d’auto-oscillation. Or la bouche artificielle du LAUM ne compte pas de conduit vocal artificiel et la différence entre les mesures avec musiciens et les mesures avec la bouche étant la position du formant, il semble que l’absence de conduit puisse être à l’origine de celle-ci, ce qui confirmerait le rôle du conduit vocal dans la coloration du bruit. Le mécanisme d’alimentation en air pourrait également être responsable de cette résonance. La comparaison avec les résultats issus de la première session de mesures (avec musiciens et saxophone) apparaît donc difficilement exploitable. Cependant, l’étude peut de ces signaux aider à la compréhension de l’influence des paramètres de contrôle sur les caractéristiques du signal de pression externe.



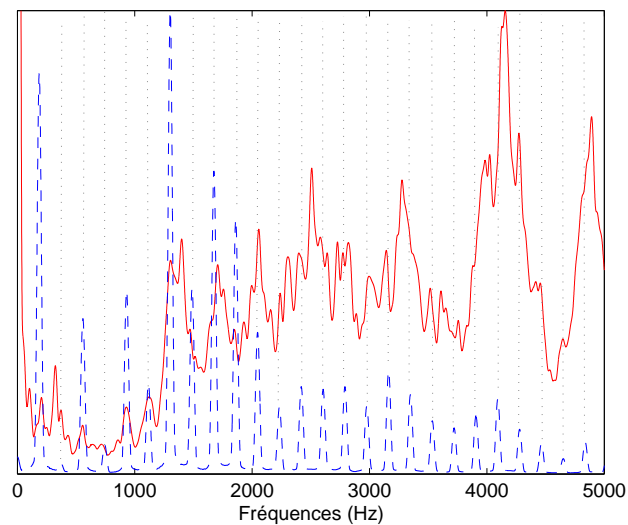


FIGURE 12.3 – DSP d'un signal de pression externe mesuré en dessous du seuil d'auto-oscillation (trait plein) et d'un signal de pression externe mesuré au-dessus du seuil d'auto-oscillation (pointillés). Le doigté utilisé est  $F\sharp 2$  pour les deux signaux.

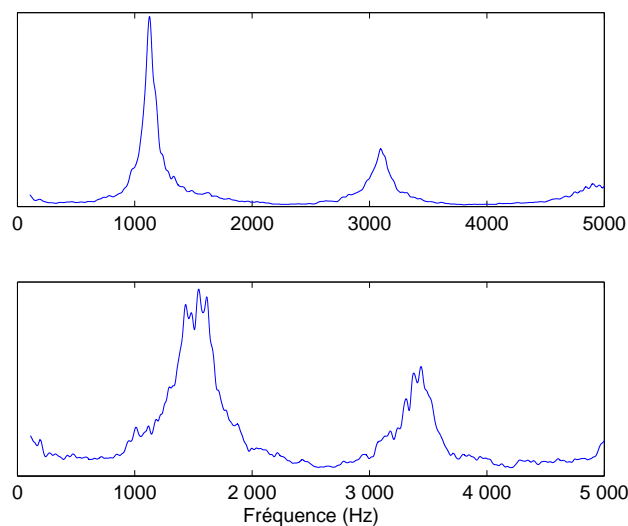


FIGURE 12.4 – Densités spectrales de puissance des signaux de pression externe mesurés après excitation du bec de clarinette seul (exemples sonores n° et ). En haut : anche plaquée (ouverture du canal d'anche nulle). En bas : anche libre.

### 12.2.1 Influence des paramètres de contrôle

#### Ouverture du canal d'anche

La figure 12.5 présente les DSP de signaux de pression externe pour différentes valeurs de l'ouverture moyenne du canal d'anche au repos (1mm ; 0.6mm ; 0.4mm). Les seuils minimum et maximum de pression d'alimentation dépendent alors cette ouverture. Dans le cas présent, la pression dans la bouche est de l'ordre de 35hPa. Pour toutes les configurations l'émergence spectrale se situe autour de 4200Hz et plus l'ouverture du canal d'anche est faible, plus l'amplitude du signal est réduite. On note également un glissement de la fréquence centrale de la résonance pour le doigté  $F\sharp 2$  qui ne se retrouve pas pour le doigté de  $C\sharp 3$ . Ce phénomène pourrait être attribué au fait que pour cette note, le dernier trou ouvert présente un rayon très inférieur à celui du tuyau, ce qui n'est pas le cas pour le doigté  $F\sharp 2$ . Cette influence de la pince sur l'amplitude du signal n'est pas en accord avec les observations que l'on a pu faire sur les signaux issus des mesures avec des musiciens. De même, la dépendance de l'émergence des résonances passives du résonateur en fonction de l'ouverture du canal d'anche présente un comportement différent de celui observé lors du jeu avec un musicien. En effet, quel que soit le doigté, cette émergence semble indépendante de l'ouverture du canal d'anche.

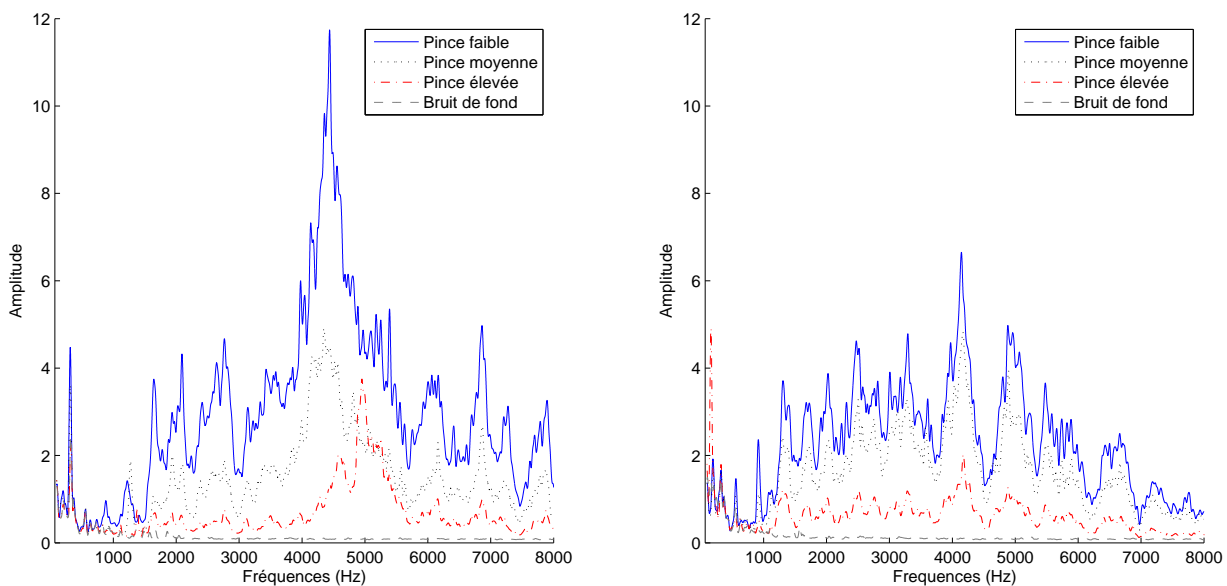


FIGURE 12.5 – DSP de signaux de pression externe mesurés en dessous du seuil d'auto-oscillation (à gauche : doigté  $F\sharp 2$  ; à droite : doigté  $C\sharp 3$ ) pour différentes ouverture du canal d'anche. Trait plein : ouverture de 1mm ; pointillés : ouverture de 0.6mm ; trait mixte : ouverture de 0.4mm. On a superposé la DSP du bruit de fond de la salle (tirets) (exemples sonores n°).

#### Pression d'alimentation

La figure 12.6 présente les DSP de signaux de pression externe pour différentes valeurs de la pression d'alimentation (10hPa ; 25hPa ; 35hPa). L'ouverture du canal d'anche est conservée constante

(1mm). Logiquement, plus la pression d'alimentation est élevée, plus l'amplitude du signal de pression externe est élevée. Ceci va dans le sens des observations faites pour les signaux issus des mesures avec des musiciens. La remarque faite précédemment sur les émergences des résonances reste valable.

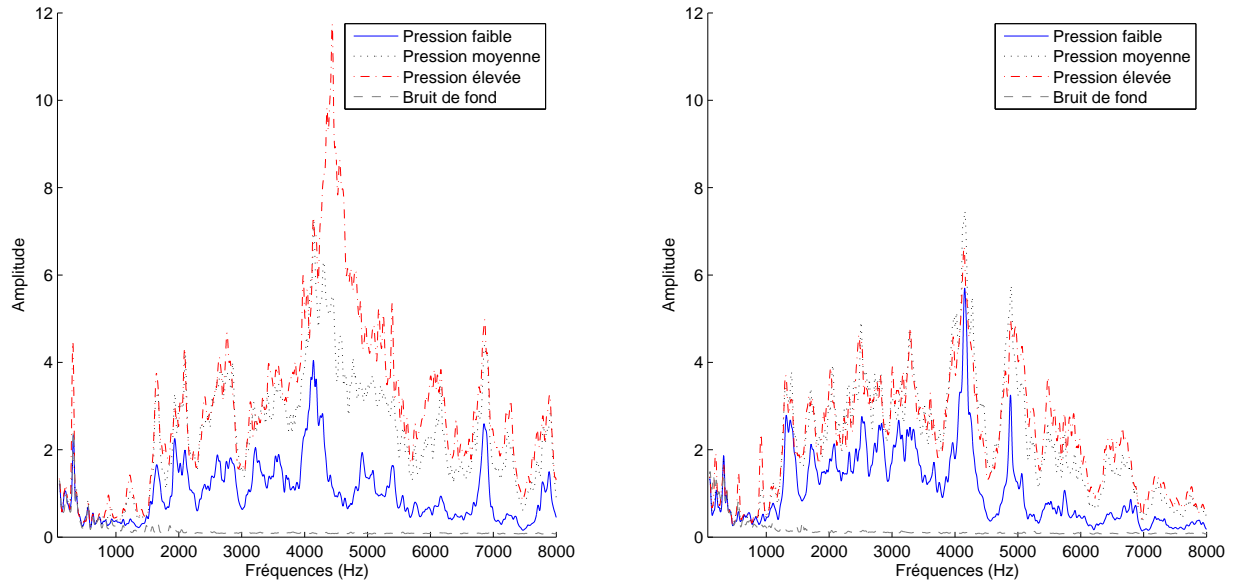


FIGURE 12.6 – DSP de signaux de pression externe mesurés en dessous du seuil d'auto-oscillation (à gauche : doigté  $F\sharp 2$ ; à droite : doigté  $C\sharp 3$ ) pour différentes pression d'alimentation. Trait plein : pression de 10hPa ; pointillés : pression de 25hPa ; trait mixte : pression de 35hPa. On a superposé la DSP du bruit de fond de la salle (tirets) (cf. respectivement exemples sonores n°).

**Remarque** En ce qui concerne les calculs des valeurs des paramètres psycho-physiques, la proéminance de l'émergence à 4000Hz (dont on ignore l'origine) va avoir une influence trop importante sur les valeurs prises par le centre de gravité et l'étalement spectraux pour que les valeurs prises par ces paramètres puisse être interprétées avec certitude.

## 12.3 Pression interne

Les mesures sur bouche artificielle permettant de mesurer la pression à l'intérieur du bec, les figures 12.7 et 12.8 présentent respectivement les DSP des signaux de pression interne mesurés dans l'embouchure en dessous du seuil d'auto-oscillation pour un doigté de  $F\sharp 2$  et un doigté  $C\sharp 3$ . Contrairement aux pressions externes, les signaux de pression interne ne sont pas "colorés" par les modes du résonateur. Ensuite, un formant apparaît aux alentours de 4000Hz, ce qui rejoint ce que l'on a déjà pu observer sur les signaux de pression externe. L'importance de ce formant dépend des paramètres de contrôle. Ainsi, plus l'ouverture du canal d'anche, qui détermine le couplage acoustique entre la cavité artificielle et le résonateur, est grande, plus le formant est présent. De plus, plus la pression d'alimentation est élevée, plus la pente du spectre du bruit diminue, et donc plus les hautes fréquences sont présentes. Ce phénomène est en accord avec les mesures effectuées avec un instrumentiste. Ces remarques sont valables pour les deux doigtés et donc indépendantes de la longueur du résonateur. Le formant semble donc être dû à un filtrage du souffle en amont de la clarinette. Il ne peut être dû à la première résonance d'anche puisque celle-ci, à partir du niveau des harmoniques pairs de la pression externe en auto-oscillations, peut être estimée comprise entre 1000Hz et 2000Hz. Une résonance de la cavité, les fuites imposées par le système, ou encore une coloration due au conduit injectant l'air dans la cavité semblent être les explications à ce phénomène que l'on ne retrouve pas pour les mesures avec des musiciens. Pour confirmer le fait qu'il ne s'agit pas d'une particularité de la clarinette comparée au saxophone, nous avons effectué des mesures de contrôle avec un musicien sur la même clarinette qui ont montré que ce formant n'était pas présent dans la pression externe. On note qu'à pression donnée, la réduction de l'ouverture s'accompagne d'une réduction du niveau et d'une augmentation de la pente. Ce phénomène est contraire à ce qui a été observé avec un instrumentiste.

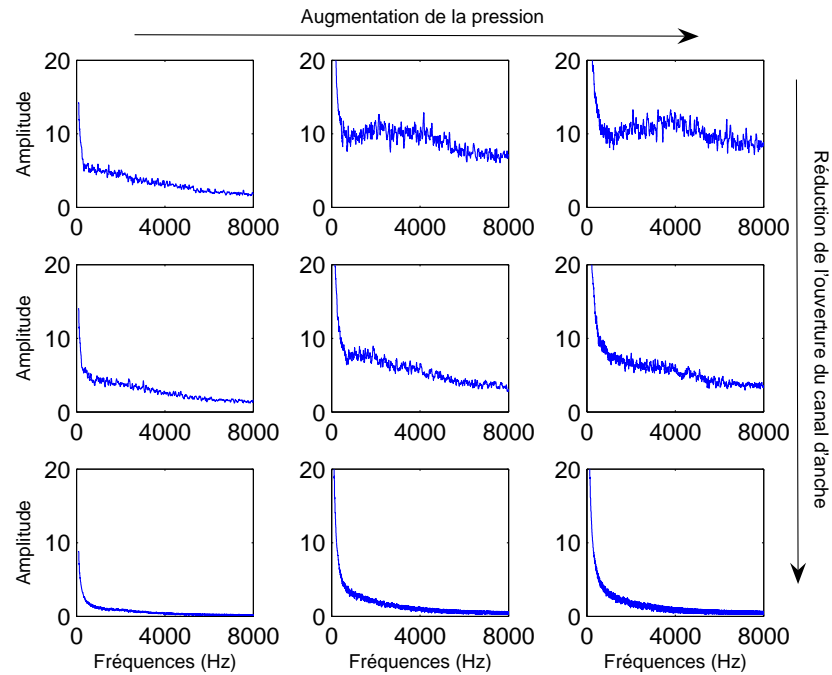


FIGURE 12.7 – Densités spectrales de puissance des signaux de pression interne mesurés dans l’embouchure en dessous du seuil d’auto-oscillation pour un doigté de  $F\sharp 2$ . Les résultats sont présentés en fonction des paramètres d’entrée. Chaque ligne correspond à une ouverture du canal d’anche donnée (d’élvée à faible). Chaque colonne correspond à une pression d’alimentation d’anche donnée (de faible à élevée).

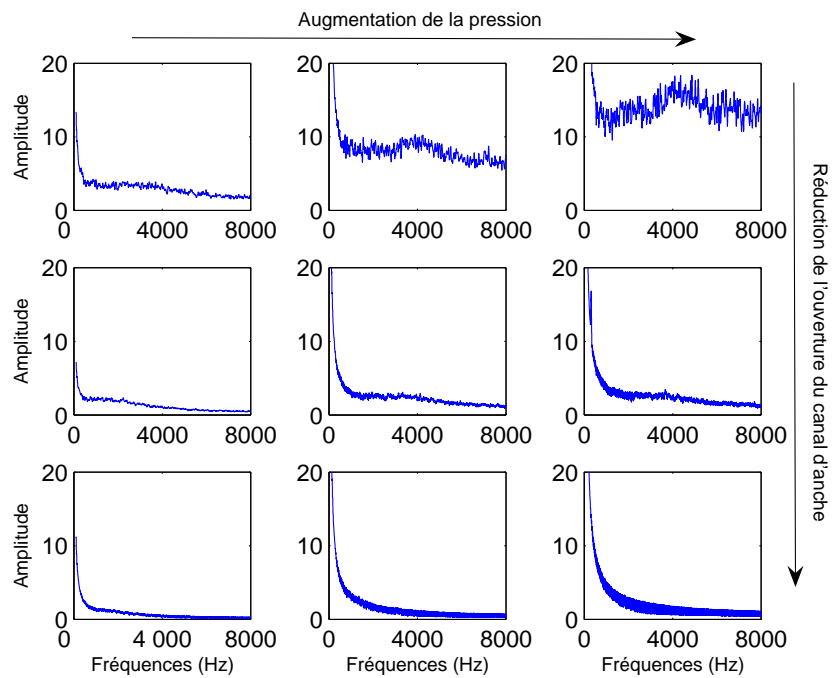


FIGURE 12.8 – Densités spectrales de puissance des signaux de pression interne mesurés dans l’embouchure en dessous du seuil d’auto-oscillation pour un doigté de  $C\sharp 3$ . Les résultats sont présentés en fonction des paramètres d’entrée. Chaque ligne correspond à une ouverture du canal d’anche donnée (d’élvée à faible). Chaque colonne correspond à une pression d’alimentation d’anche donnée (de faible à élevée).

## 12.4 Conclusions

Les mesures sur bouche artificielle ont mis en évidence que l'absence de conduit vocal en amont de l'instrument altère notablement la couleur du signal de pression externe et ses variations en fonction des paramètres de contrôle. Ceci renforce l'hypothèse selon laquelle le formant autour de 350Hz observé pour les mesures avec les musiciens serait une conséquence de la géométrie du conduit vocal. Si l'on compare les valeurs du centre de gravité et de l'étalement spectral pour les mesures avec musicien et les mesures sur bouche artificielle, les différences de comportement suggèrent également qu'une modulation de la géométrie du conduit vocal semble aller de pair avec les modulations des paramètres de contrôle.







# Bibliographie

- [1] Le saxophone un chemin, des voix. [http : //membres.lycos.fr/wiliseas/sax/sax003\\_2.htm](http://membres.lycos.fr/wiliseas/sax/sax003_2.htm).
- [2] R. Anfinson. *A cinefluographic investigation of supralaryngeal adjustments in selected clarinet playing techniques*. PhD thesis, State University of Iowa, 1965.
- [3] M. Atig. *Non-linéarité acoustique localisée à l'extrémité ouverte d'un tube. Mesure, modélisation et application aux instruments à vent*. PhD thesis, Université du Maine, 2004.
- [4] M. Barthelet, P. Guillemain, R. Kronland-Martinet, and S. Ystad. On the relative influence of even and odd harmonics in clarinet timbre. In *Proceedings of the CMMR 2005, Barcelona, Spain*, 2005.
- [5] J. Beauchamp. Synthesis by spectral envelope and brightness matching of analyzed musical instrument tones. *J. Audio Eng. Soc.*, 30(6), 1982.
- [6] A. H. Benade. *Fundamental of musical acoustics*. Oxford University Press, London, 1976.
- [7] A.H. Benade. Equivalent circuits for conical waveguides. *J. Acoust. Soc. Am.*, 83(1), 1988.
- [8] A.H. Benade and D.J. Gans. Sound production in wind instruments. *Ann. N.Y. Acad. Sci.*, 155 :247, 1968.
- [9] A.H. Benade and J.S. Murray. Measured end correction for woodwind toneholes. *J. Acoust. Soc. Am.*, 41 :1609, 1967.
- [10] A.H. Benade and S.N. Nouzoupis. The clarinet spectrum : theory and experiment. *J. Acoust. Soc. Am.*, 83(1), 1988.
- [11] H. Bouasse. *Instruments à vents*. Delagrave, Réédition Blanchard, Paris, 1929.
- [12] I. Boulet. *La sonie des sons impulsifonnels : perception, mesures et modèles*. PhD thesis, Université de la Méditerranée Aix-Marseille II, 2005.
- [13] O. Bru. Etude du bruit de turbulence dans les instruments à vents. *Ecole centrale de Lyon - IRCAM*, 1996.
- [14] A.M. Bruneau. An acoustical impedance sensor with two reciprocal transducers. *J. Acoust. Soc. Am.*, 81 :1168–1178, 1987.
- [15] A. Caclin. *Interactions et indépendances entre dimensions du timbre des sons complexes. Approche psychophysique et électrophysiologique chez l'Humain*. PhD thesis, Université Paris 6, 2004.
- [16] G. Canevet, R. Teghtsoonian, and M. Teghtsoonian. A comparison of loudness change in signals that continuously rise or fall in amplitude. *Acta Acustica - Acustica*, 89(2) :339–345, 2003.

- [17] C. Chafe. Pulse noise in self-sustained oscillations of musical instruments. In IEEE, editor, *International Conference on Acoustics, Speech, and Signal Processing 1990*, pages 1157–1160. IEEE, 1990.
- [18] P. Clinch, G. Troup, and L. Harris. The importance of vocal tract resonance in clarinet and saxophone performance, a preliminary account. *Acustica*, 50, 1982.
- [19] J.P. Dalmont and A.M. Bruneau. Acoustic impedance measurement : plane-wave mode and first helical mode contributions. *J. Acoust. Soc. Am.*, 91(5) :3026–3033, 1992.
- [20] J.P. Dalmont, E. Ducasse, and S. Ollivier. Practical consequences of tone holes non-linear behaviour. In *Proceedings of the ISMA 2001, Perugia, Italia*, 2001.
- [21] J.P. Dalmont, C. Frappé, J. Gilbert, J. Kergomard, and S. Ollivier. Dynamique de jeu de la clarinette : le modèle de raman à l'épreuve de l'expérience. In *Proceedings of the CFA, Tours, France*, 2006.
- [22] J.P. Dalmont, C.J. Nederveen, V. Dubos, S. Ollivier, V. Méserette, and E. te Sligte. Experimental determination of the equivalent circuit of an open side hole : linear and non linear behaviour. *Acustica - Acta Acustica*, 88 :567–575, 2002.
- [23] P. Depalle and X. Rodet. A physical model of lips and trumpet. In *Proceedings of the 18th International Computer Music Conference, San Jose State University, USA*, 1992.
- [24] V. Dubos, J. Kergomard, A. Khettabi, J.P. Dalmont, D.H. Keefe, and C.J. Nederveen. Theory of sound propagation in a duct with a branched tube using modal decomposition. *Acustica - Acta Acustica*, 85 :153–169, 1999.
- [25] E. Ducasse. *Modélisation et simulation dans le domaine temporel d'instruments à vent à anche simple en situation de jeu : méthodes et modèles*. PhD thesis, Université du Maine, 2001.
- [26] B. Fabre. Noise and turbulence in flute-like musical instruments. In *International Symposium on Musical Noises, Stockholm*, 1998.
- [27] B. Fabre, A. Hirschberg, and A.P.J. Wijnands. Vortex shedding in steady oscillation of a flue organ pipe. *Acustica - Acta Acustica*, 82 :863–877, 1996.
- [28] H. Fletcher and W.A. Munson. Loudness, its definition, measurement and calculation. *J. Acoust. Soc. Am.*, 5 :82–108, 1933.
- [29] N.H. Fletcher and T.D. Rossing. *The physics of musical instruments*. Springer-Verlag, New York, 1991.
- [30] C. Fritz. *La clarinette et le clarinettiste : influence du conduit vocal sur la production du son*. PhD thesis, Université de Paris 6 - University of New South Wales, 2004.
- [31] C. Fritz and Wolfe J. How do clarinet players adjust the resonances of their vocal tracts for different playing effects. *J. Acoust. Soc. Am.*, 118(5) :3306–3315, 2005.
- [32] C. Fritz, Wolfe J., Kergomard J., and Caussé R. Playing frequency shift to the interaction between the vocal tract of the musician and the clarinet. In KTH, editor, *Stockholm Music Acoustic Conference 2003*, pages 263–266. KTH, 2003.
- [33] B. Gazengel. *Caractérisation objective de la qualité de justesse, de timbre et d'émission des instruments à vent à anche simple*. PhD thesis, Université du Maine, 1994.

- [34] J. Gilbert. *Etude des instruments de musique à anche simple : extension de la méthode d'équilibrage harmonique, rôle de l'inharmonicité des résonances, mesure des grandeurs d'entrée*. PhD thesis, Université du Maine, 1991.
- [35] J.M. Grey and J.W. Gordon. Perceptual effects of spectral modifications on musical timbres. *J. Acoust. Soc. Am.*, 63 :1493–1500, 1978.
- [36] P. Guillemain. A digital synthesis model of double-reed wind instruments. *Eurasip Journal on Applied Signal Processing, Special Issue on Model-based Synthesis*, 4(7) :990–1000, 2004.
- [37] P. Guillemain. On the role of the vocal tract in clarinet transients : Natural sounds analysis and model-based synthesis (en révision). *J. Acoust. Soc. Am.*, 2006.
- [38] P. Guillemain, J. Kergomard, and T. Voinier. Real-time synthesis of clarinet-like instruments using digital impedance models. *J. Acoust. Soc. Am.*, 118(1) :483–494, 2005.
- [39] P. Guillemain and J. Terroir. *Dynamic simulation of note transitions in reed instruments : application to the clarinet and the saxophone*. Springer-Verlag, Vienne, 2005.
- [40] P. Guillemain and J. Terroir. Objective and subjective simulation of note transitions in reed instruments. In *Proceedings of the CMMR 2005, Pisa, Italy*, 2005.
- [41] P. Guillemain and J. Terroir. Digital synthesis models of clarinet-like instruments including non-linear losses in the resonator. In *Proceedings of the DAFX 2006, Montreal, Canada*, 2006.
- [42] D.J. Hermes. Synthesis of breathy vowels : some research methods. *Speech communication*, 10 :497–502, 1991.
- [43] L. Hiller and P. Ruiz. Synthesizing musical sounds by solving the wave equation for vibrating objects : part i. *J. Audio. Engin. Soc.*, 19(6) :462–470, 1971.
- [44] L. Hiller and P. Ruiz. Synthesizing musical sounds by solving the wave equation for vibrating objects : part ii. *J. Audio. Engin. Soc.*, 19(7) :542–551, 1971.
- [45] A. Hirschberg, J. Kergomard, and G. Weinreich. *Mechanics of musical instruments*. Springer-Verlag, Wien New York, 1995.
- [46] K. Jensen. *Timbre models of musical sounds*. PhD thesis, University of Copenhagen, 1999.
- [47] J. Kergomard, S. Ollivier, and J. Gilbert. Calculation of the spectrum of self-sustained oscillators using a variable truncation method : application to cylindrical reed instruments. *Acustica - Acta Acustica*, 65 :685–703, 2000.
- [48] B. Kostek and A. Wieczorkowska. Study of parameter relations in musical instrument patterns. In *Audio Engineering Society convention, Copenhagen, 1996*, 1996.
- [49] J.C. Le Roux. *Le haut-parleur électrodynamique : estimation des paramètres électroacoustiques aux basses fréquences et modélisation de la suspension*. PhD thesis, Université du Maine, 1994.
- [50] J.C. Le Roux and P. Herzog. Effect of suspension on electrodynamic loudspeaker. In *Proceedings of the 31st Conference on Acoustics, Prague*, 1994.
- [51] H. Levine and J. Schwinger. On the radiation of sound from an unflanged pipe. *Phys. Rev.*, 73(4) :383–406, 1948.
- [52] H.L. Lu. *Toward a high-quality singing synthesizer with vocal texture control*. PhD thesis, Stanford University, 2002.

- [53] J. Marozeau. *L'effet de la fréquence fondamentale sur le timbre*. PhD thesis, Université de Pierre et Marie Curie, Paris VI, 2004.
- [54] S. McAdams, J.W. Beauchamps, and S. Meneguzzi. Discrimination of musical instrument sounds resynthesized with simplified spectrotemporal parameters. *J. Acoust. Soc. Am.*, 105(2) :882–897, 1999.
- [55] S. McAdams, S. Winsberg, S. Donadieu, G. De Soete, and J. Krimphoff. Perceptual scaling of synthesized musical timbres : common dimensions, specificities and talent subject classes. *Psychol. Res.*, 58 :177–192, 1995.
- [56] J. Mooney. *The effect of the oral cavity on the tone quality of the clarinet*. PhD thesis, Brigham Young University, 1968.
- [57] C. J. Nederveen. *Acoustical aspects of woodwind instruments, revised edition*. Northern Illinois University Press, Illinois, 1998.
- [58] S. Ollivier and J.P. Dalmont. Mise en évidence d'une non-linéarité localisée au niveau d'un trou latéral d'instrument à vent. In *Actes du 5e Congrès Français d'Acoustique ISMA 1998, Lausanne, Suisse*, 2000.
- [59] T.H. Park. *Salient Feature Extraction of Musical Instrument Signals*. PhD thesis, Dartmouth College, 2000.
- [60] A.D. Pierce. *Acoustics : An Introduction to Its Physical Principles and Applications*, chapter The Wave Theory of Sound. Swets and Zeitlinger Publishers, 1990.
- [61] H.F. Pollard and E.V. Jansson. A tristimulus method for the specification of musical timbre. *Acustica*, 51, 1982.
- [62] L. Rayleigh. *The theory of sound*. Dover Publications, Inc., New York, 1877.
- [63] D.W. Robinson and R.S. Dadson. A re-determination of the equal-loudness relations for pure tones. *Br. J. Appl. Phys.*, 7 :166–181, 1956.
- [64] G. Scavone. Modeling vocal-tract influence in reed wind instruments. In *Proceedings of International Computer Music Conference 2003*, pages 291–294, Stockholm, Sweden, 2003.
- [65] G. Scavone and P. Cook. Real-time computer modeling of woodwind instruments. In *Proceedings of the ISMA 1998, Leavenworth, WA, USA*, 1998.
- [66] P. Schaeffer. *Traité des objets musicaux*. Editions du Seuil, Paris, 1977.
- [67] R.T. Schumacher. Ab initio calculations of the oscillations of a clarinet. *Acustica*, 48(2) :71–85, 1981.
- [68] X. Serra. *Musical Signal Processing*, chapter Musical Sound Modeling with Sinusoids plus Noise. Swets and Zeitlinger Publishers, 1997.
- [69] X. Serra, J. Bonada, P. Herrera, and R. Loureiro. Integrating complementary spectral models in the design of a musical synthesizer. In *Proceedings of International Computer Music Conference 1997*, Thessaloniki, Greece, 1997.
- [70] F. Silva. Optimisation des paramètres d'un modèle de résonateur simplifié de clarinette à partir de mesures d'impédances d'entrée d'un instrument réel. *Université Aix-Marseille I*, 2005.
- [71] Australie) Site de l'équipe d'acoustique musicale de l'Université de Nouvelles Galles du Sud (Sydney). <http://www.phys.unsw.edu.au/music/clarinet>.

- [72] J.O. Smith III. Efficient simulation of the reed-bore and bow-string mechanisms. In *Proceedings of International Computer Music Conference.*, pages 275–280, The Hague, Netherlands, 1986.
- [73] J.O. Smith III. Viewpoints on the history of digital synthesis. In *Proceedings of International Computer Music Conference 1991*, pages 263–266, Montreal ,Canada, 1991.
- [74] J.O. Smith III. Physical modelling using digital waveguides. *Computer Music Journal*, 16(4) :74–91, 1992.
- [75] S.D. Sommerfeldt and Strong W.J. Simulation of a player clarinet system. *J. Acoust. Soc. Am.*, 83(5) :1908–1918, 1988.
- [76] S.E. Stewart and W.J. Strong. Functional model of a simplified clarinet. *J. Acoust. Soc. Am.*, 68(1) :109–120, 1980.
- [77] J. Terroir and P. Guillemain. A simple dynamic tone hole model for real-time synthesis of clarinet-like instruments. In *Proceedings of the ICMC 2005, Barcelona, Spain*, 2005.
- [78] M. van Walstijn and M. Campbell. Discrete-time modeling of woodwind instrument bores using wave variables. *J. Acoust. Soc. Am.*, 113(1) :575–585, 2003.
- [79] M. van Walstijn and G. Scavone. The wave digital tonehole model. In *Proceedings of the ICMC 2000, Berlin, Germany*, 2000.
- [80] M.P. Verge. *Aeroacoustics of confined jets*. PhD thesis, Technische Universiteit Eindhoven, Nederland, 1995.
- [81] M.P. Verge, B. Fabre, A. Hirschberg, and A.P.J. Wijnands. Sound production in recorderlike instruments. i. dimensionless amplitude of the internal acoustic field . *J. Acoust. Soc. Am.*, 101(5) :2914–2924, 1997.
- [82] M.P. Verge, B. Fabre, W.E.A. Mahu, A. Hirschberg, R.R. van Hassel, A.P.J. Wijnands, J.J. de Vries, and C.J. Hogendoorn. Jet formation and jet velocity fluctuations in a flue organ pipe. *J. Acoust. Soc. Am.*, 95(2) :1119–1132, 1994.
- [83] C. Vergez. *Trompette et trompettiste : un système dynamique non linéaire à analyser, modéliser et simuler dans un contexte musical*. PhD thesis, Université Paris 6, 2000.
- [84] C. Vergez and X. Rodet. Model of the trumpet functioning : Real-time simulation and experiments with an artificial mouth model. In *Proceedings of the ISMA'97, Edinburgh, England*, 1997.
- [85] V. Välimäki. *Discrete-time modelling of acoustic tubes using fractional delay filters*. PhD thesis, Helsinki University of Technology, Finland, 1995.
- [86] V. Välimäki and M. Karjalainen. Digital waveguide modelling of wind instrument bores constructed of truncated cones. In *Proceedings of the ICMC 1994, Ahrus, Danemark*, 1994.
- [87] T. A. Wilson and G. S. Beavers. Operating modes of the clarinet. *J. Acoust. Soc. Am.*, 56 :653–658, 1974.
- [88] J. Wolfe. Clarinet acoustics : an introduction., 2006.  
[http ://www.phys.unsw.edu.au/ jw/clarinetacoustics.html](http://www.phys.unsw.edu.au/jw/clarinetacoustics.html).
- [89] S. Ystad. *Sound modeling using a combination of physical and signal models*. PhD thesis, Norwegian University of Science and Technology, 1998.
- [90] U. Zolzer. *Digital Audio Processing*. John Wiley and Sons Ltd, Chichester, 1997.
- [91] E. Zwicker and R. Feldtkeller. *L'Oreille, Récepteur de l'Information (trad. 1981)*. Masson, Paris, 1967.



# Références sonores sur le CD d'accompagnement

## Exemples préliminaires

- **Piste 1** : Glissando de clarinette - *Ouverture de Rhapsody In Blue* de Gerschwin.
- **Piste 2** : Bruit coloré (avec ou sans bruits de clefs) obtenu sur un saxophone Ténor - Exemple sonore emprunté à Jay C. Easton.
- **Piste 3** : Bruit coloré extrait de l'album *The Rise* de Julien Lourau.

## Partie I : Transitions entre notes

### Exemples issus des mesures avec musiciens

- **Piste 4** : Son mesuré lors d'une transition lente entre les doigtés de G2 et A2.
- **Piste 5** :
- **Piste 6** :
- **Piste 7** :
- **Piste 8** :
- **Piste 9** :

### Exemples issus des mesures sur bouche artificielle

- **Piste 10** : Signal de pression externe. Fermeture. Pince : Faible ; Pression d'alimentation : Forte ; Vitesse de transition : Lente ; Technique de transition : Glissement.
- **Piste 11** : Signal de pression externe. Fermeture. Pince : Faible ; Pression d'alimentation : Forte ; Vitesse de transition : Lente ; Technique de transition : Approche.
- **Piste 12** : Signal de pression externe. Fermeture. Pince : Faible ; Pression d'alimentation : Forte ; Vitesse de transition : Moyen ; Technique de transition : Glissement.
- **Piste 13** : Signal de pression externe. Fermeture. Pince : Faible ; Pression d'alimentation : Moyenne ; Vitesse de transition : Lente ; Technique de transition : Approche.
- **Piste 14** : Signal de pression externe. Fermeture. Pince : Moyenne ; Pression d'alimentation : Moyenne ; Vitesse de transition : Lente ; Technique de transition : Glissement.
- **Piste 15** : Signal de pression externe. Fermeture. Pince : Faible ; Pression d'alimentation : Moyenne ; Vitesse de transition : Lente ; Technique de transition : Glissement



- **Piste 16** : Signal de pression externe. Ouverture. Pince : Faible ; Pression d'alimentation : Moyenne ; Vitesse de transition : Lente ; Technique de transition : Glissement
- **Piste 17** : Signal de pression externe. Ouverture. Pince : Moyenne ; Pression d'alimentation : Moyenne ; Vitesse de transition : Lente ; Technique de transition : Glissement.
- **Piste 18** : Signal de pression *interne*. Fermeture. Pince : Faible ; Pression d'alimentation : Forte ; Vitesse de transition : Lente ; Technique de transition : Glissement.

## Exemples de synthèse

- **Piste 19** : Signal de pression externe. Fermeture. Transition simulée par réduction linéaire du rayon du trou. Les pertes dans le trou sont considérées linéaires (modèle décrit paragraphe 2.1.2).
- **Piste 20** : Signal de pression externe. Fermeture. Transition simulée via une interpolation linéaire. Les pertes dans le trou sont considérées linéaires (modèle décrit paragraphe 2.1.3).
- **Piste 21** : Signal de pression externe. Fermeture. Transition simulée via une interpolation optimisée. Les pertes dans le trou sont considérées linéaires (cf. paragraphe 2.2).
- **Piste 22** : Signal de pression *interne*. Fermeture. Transition simulée par réduction linéaire du rayon du trou. Les pertes dans le trou sont considérées linéaires (modèle décrit paragraphe 2.1.2).
- **Piste 23** : Signal de pression *interne*. Fermeture. Transition simulée via une interpolation optimisée. Les pertes dans le trou sont considérées linéaires (modèle décrit paragraphe 2.1.3).
- **Piste 24** : Signal de pression externe. Fermeture. Transition simulée par réduction linéaire du rayon du trou. Les pertes dans le trou sont considérées *non linéaires* (modèle décrit paragraphe 3.1.2).
- **Piste 25** : Signal de pression externe. Fermeture. Transition simulée via une interpolation optimisée. Les pertes dans le trou sont considérées *non linéaires* (modèle décrit paragraphe 3.1.3).

## Partie II : Bruit en dessous du seuil d'auto-oscillation

### Etudes préliminaires

- **Piste 26** : Signal de pression externe mesuré après excitation du bec seul avec anche plaquée.
- **Piste 27** : Signal de pression externe mesuré après excitation du bec seul avec anche libre.
- **Piste 28** : Signal de pression externe mesuré après excitation d'une anche de dureté medium (n°3) en obstruant le volume du bec.
- **Piste 29** : Signal de pression externe mesuré après excitation d'une anche de dureté medium (n°3) en laissant libre le volume du bec.

### Signaux de pression externe mesurés en sortie du système anche-bec en dessous du seuil d'auto-oscillation.

- **Piste 30** : Signal de pression externe mesuré en sortie du système anche-bec en dessous du seuil d'auto-oscillation. Pince : Faible ; Pression d'alimentation : Faible.
- **Piste 31** : Signal de pression externe mesuré en sortie du système anche-bec en dessous du seuil d'auto-oscillation. Pince : Faible ; Pression d'alimentation : Moyenne.

- **Piste 32** : Signal de pression externe mesuré en sortie du système anche-bec en dessous du seuil d'auto-oscillation. Pince : Faible ; Pression d'alimentation : Forte.
- **Piste 33** : Signal de pression externe mesuré en sortie du système anche-bec en dessous du seuil d'auto-oscillation. Pince : Moyenne ; Pression d'alimentation : Faible.
- **Piste 34** : Signal de pression externe mesuré en sortie du système anche-bec en dessous du seuil d'auto-oscillation. Pince : Moyenne ; Pression d'alimentation : Moyenne.
- **Piste 35** : Signal de pression externe mesuré en sortie du système anche-bec en dessous du seuil d'auto-oscillation. Pince : Moyenne ; Pression d'alimentation : Forte.
- **Piste 36** : Signal de pression externe mesuré en sortie du système anche-bec en dessous du seuil d'auto-oscillation. Pince : Forte ; Pression d'alimentation : Faible.
- **Piste 37** : Signal de pression externe mesuré en sortie du système anche-bec en dessous du seuil d'auto-oscillation. Pince : Forte ; Pression d'alimentation : Moyenne.
- **Piste 38** : Signal de pression externe mesuré en sortie du système anche-bec en dessous du seuil d'auto-oscillation. Pince : Forte ; Pression d'alimentation : Forte.

### Signaux de pression externe mesurés en sortie du système anche-bec en sortie d'instrument.

- **Piste 39** : Signal de pression externe mesuré en sortie d'instrument en dessous du seuil d'auto-oscillation. Pince : Faible ; Pression d'alimentation : Faible.
- **Piste 40** : Signal de pression externe mesuré en sortie d'instrument en dessous du seuil d'auto-oscillation. Pince : Faible ; Pression d'alimentation : Moyenne.
- **Piste 41** : Signal de pression externe mesuré en sortie d'instrument en dessous du seuil d'auto-oscillation. Pince : Faible ; Pression d'alimentation : Forte.
- **Piste 42** : Signal de pression externe mesuré en sortie d'instrument en dessous du seuil d'auto-oscillation. Pince : Moyenne ; Pression d'alimentation : Faible.
- **Piste 43** : Signal de pression externe mesuré en sortie d'instrument en dessous du seuil d'auto-oscillation. Pince : Moyenne ; Pression d'alimentation : Moyenne.
- **Piste 44** : Signal de pression externe mesuré en sortie d'instrument en dessous du seuil d'auto-oscillation. Pince : Moyenne ; Pression d'alimentation : Forte.
- **Piste 45** : Signal de pression externe mesuré en sortie d'instrument en dessous du seuil d'auto-oscillation. Pince : Forte ; Pression d'alimentation : Faible.
- **Piste 46** : Signal de pression externe mesuré en sortie d'instrument en dessous du seuil d'auto-oscillation. Pince : Forte ; Pression d'alimentation : Moyenne.

### Signaux de synthèse

- **Piste 47** : Signal de pression externe au-dessous du seuil d'auto-oscillation après injection d'un *bruit blanc* au niveau de l'équation définissant la pression d'entrée (cf. paragraphe 5.1.1).
- **Piste 48** : Signal de pression externe au-dessous du seuil d'auto-oscillation après injection d'un *bruit blanc* au niveau de l'équation définissant le débit d'entrée (cf. paragraphe 5.1.2).
- **Piste 49** : Signal de pression externe au-dessous du seuil d'auto-oscillation après injection d'un *bruit blanc* au niveau de l'équation définissant le déplacement de l'anche (cf. paragraphe 5.1.3).

- **Piste 50** : Signal de pression externe au-dessous du seuil d'auto-oscillation après injection d'un bruit *blanc* au niveau de la pression à l'entrée du conduit vocal (cf. paragraphe 5.2).
- **Piste 51** : Signal de pression externe au-dessous du seuil d'auto-oscillation après injection d'un bruit *filtré passe-bas* au niveau de la pression à l'entrée du conduit vocal. Fréquence de résonance de l'anche : 1250Hz. Fréquence de résonance du résonateur modélisant le conduit vocal : 150Hz.
- **Piste 52** : Signal de pression externe au-dessous du seuil d'auto-oscillation après injection d'un bruit *filtré passe-bas* au niveau de la pression à l'entrée du conduit vocal. Fréquence de résonance de l'anche : 1250Hz. Fréquence de résonance du résonateur modélisant le conduit vocal : 800Hz. Pince : Faible ; Pression d'alimentation : Faible.
- **Piste 53** : Signal de pression externe au-dessous du seuil d'auto-oscillation après injection d'un bruit *filtré passe-bas* au niveau de la pression à l'entrée du conduit vocal. Fréquence de résonance de l'anche : 1250Hz. Fréquence de résonance du résonateur modélisant le conduit vocal : 800Hz. Pince : Faible ; Pression d'alimentation : Moyenne.
- **Piste 54** : Signal de pression externe au-dessous du seuil d'auto-oscillation après injection d'un bruit *filtré passe-bas* au niveau de la pression à l'entrée du conduit vocal. Fréquence de résonance de l'anche : 1250Hz. Fréquence de résonance du résonateur modélisant le conduit vocal : 800Hz. Pince : Faible ; Pression d'alimentation : Forte.
- **Piste 55** : Signal de pression externe au-dessous du seuil d'auto-oscillation après injection d'un bruit *filtré passe-bas* au niveau de la pression à l'entrée du conduit vocal. Fréquence de résonance de l'anche : 1250Hz. Fréquence de résonance du résonateur modélisant le conduit vocal : 800Hz. Pince : Moyenne ; Pression d'alimentation : Faible.
- **Piste 56** : Signal de pression externe au-dessous du seuil d'auto-oscillation après injection d'un bruit *filtré passe-bas* au niveau de la pression à l'entrée du conduit vocal. Fréquence de résonance de l'anche : 1250Hz. Fréquence de résonance du résonateur modélisant le conduit vocal : 800Hz. Pince : Moyenne ; Pression d'alimentation : Moyenne.
- **Piste 57** : Signal de pression externe au-dessous du seuil d'auto-oscillation après injection d'un bruit *filtré passe-bas* au niveau de la pression à l'entrée du conduit vocal. Fréquence de résonance de l'anche : 1250Hz. Fréquence de résonance du résonateur modélisant le conduit vocal : 800Hz. Pince : Moyenne ; Pression d'alimentation : Forte.
- **Piste 58** : Signal de pression externe au-dessous du seuil d'auto-oscillation après injection d'un bruit *filtré passe-bas* au niveau de la pression à l'entrée du conduit vocal. Fréquence de résonance de l'anche : 1250Hz. Fréquence de résonance du résonateur modélisant le conduit vocal : 800Hz. Pince : Forte ; Pression d'alimentation : Faible.
- **Piste 59** : Signal de pression externe au-dessous du seuil d'auto-oscillation après injection d'un bruit *filtré passe-bas* au niveau de la pression à l'entrée du conduit vocal. Fréquence de résonance de l'anche : 1250Hz. Fréquence de résonance du résonateur modélisant le conduit vocal : 800Hz. Pince : Forte ; Pression d'alimentation : Moyenne.
- **Piste 60** : Signal de pression externe au-dessous du seuil d'auto-oscillation après injection d'un bruit *filtré passe-bas* au niveau de la pression à l'entrée du conduit vocal. Fréquence de résonance de l'anche : 1250Hz. Fréquence de résonance du résonateur modélisant le conduit vocal : 800Hz. Pince : Forte ; Pression d'alimentation : Forte.

## **Annexe 9 : Simulation de transition par interpolation - Application au saxophone ténor**

- **Piste 61** : Signal de pression externe mesuré (avec musicien). Jeu forte.
- **Piste 62** : Signal de pression externe mesuré (avec musicien). Jeu piano.
- **Piste 63** : Signal de pression externe de synthèse. Transition simulée par interpolation.

## **Annexe 10 : Modèle de résonateur cylindrique incluant des pertes non linéaires à son extrémité ouverte**

- **Piste 64** : Signal de pression interne. Pression d'alimentation faible ( $\gamma = 0.42$ ). Cas linéaire.
- **Piste 65** : Signal de pression interne. Pression d'alimentation faible ( $\gamma = 0.42$ ). Cas non linéaire.
- **Piste 66** : Signal de pression interne. Pression d'alimentation faible ( $\gamma = 0.42$ ). Cas non linéaire approché.
- **Piste 67** : Signal de débit interne. Pression d'alimentation faible ( $\gamma = 0.42$ ). Cas linéaire.
- **Piste 68** : Signal de débit interne. Pression d'alimentation faible ( $\gamma = 0.42$ ). Cas non linéaire.
- **Piste 69** : Signal de débit interne. Pression d'alimentation faible ( $\gamma = 0.42$ ). Cas non linéaire approché.
- **Piste 70** : Signal de pression interne. Pression d'alimentation forte ( $\gamma = 0.56$ ). Cas linéaire.
- **Piste 71** : Signal de pression interne. Pression d'alimentation forte ( $\gamma = 0.56$ ). Cas non linéaire.
- **Piste 72** : Signal de pression interne. Pression d'alimentation forte ( $\gamma = 0.56$ ). Cas non linéaire approché.
- **Piste 73** : Signal de débit interne. Pression d'alimentation forte ( $\gamma = 0.56$ ). Cas linéaire.
- **Piste 74** : Signal de débit interne. Pression d'alimentation forte ( $\gamma = 0.56$ ). Cas non linéaire.
- **Piste 75** : Signal de débit interne. Pression d'alimentation forte ( $\gamma = 0.56$ ). Cas non linéaire approché.
- **Piste 76** : Signal de pression externe correspondant à une augmentation linéaire de la pression d'alimentation. Cas linéaire.
- **Piste 77** : Signal de pression externe correspondant à une augmentation linéaire de la pression d'alimentation. Cas non linéaire.
- **Piste 78** : Signal de pression externe correspondant à une augmentation linéaire de la pression d'alimentation. Cas non linéaire approché.











## **Résumé**

Deux aspects des instruments à anche simple sont présentés : les transitions entre notes et la composante bruitée du son issue du souffle du musicien. Des mesures avec des musiciens et une bouche artificielle ont permis d'étudier le comportement des instruments et de mettre en évidence des phénomènes caractéristiques accompagnant systématiquement les transitions entre deux notes, tels que le glissando fréquentiel et la réduction de la sonie et de la brillance. Nous avons ensuite proposé un modèle de synthèse adapté au temps-réel permettant de restituer ces effets. Par ailleurs, il est apparu que le signal de pression externe, au-dessous du seuil d'oscillations, était coloré par les résonances de l'instrument ainsi que par un formant du conduit vocal du musicien. L'utilisation d'un modèle de conduit vocal en amont du modèle de l'instrument et l'introduction d'un bruit filtré a alors permis d'obtenir un comportement du modèle de synthèse proche des mesures.

## **Abstract**

Two aspects of single-reed instruments are presented : transitions between notes and the noise part of the sound due to the blowing of the musician. Measurements were made with the help of musicians and an artificial mouth enabling the study of the instrument behaviour and the observation of typical phenomena induced by transitions between notes, like frequency glissando together with loudness and brightness decrease. Then a synthesis model adapted to real-time, allowing the reproduction of those effects was proposed. Moreover it appeared that the external pressure signal under the oscillations threshold was colored by the resonances of the instrument body as well as by a formant of the vocal tract of the musician. The use of a vocal tract model combined with the instrument model and the introduction of a filtered noise then led to a behaviour of the synthesis model close to the measurements.